

**ESTRUCTURA DE UN MODELO TIPO
THDM EN EL SECTOR DE YUKAWA
DEL MODELO 331**

ANA CRISTINA ALVARADO REYES
CÓDIGO 835240

UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
BOGOTÁ, COLOMBIA
2011

**ESTRUCTURA DE UN MODELO TIPO
THDM EN EL SECTOR DE YUKAWA
DEL MODELO 331**

ANA CRISTINA ALVARADO REYES
CÓDIGO 835240

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TÍTULO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS - FÍSICA

DIRECTOR:
DR. ROBERTO MARTÍNEZ MARTÍNEZ

UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
BOGOTÁ, COLOMBIA
2011

TABLA DE CONTENIDO

Resumen	1
Abstract	2
1. Introducción	3
2. Aspectos básicos de un modelo tipo THDM	5
2.1. Sector Escalar Físico	6
2.2. Término cinético escalar	7
2.3. Lagrangiano de Yukawa	8
3. Modelo con simetría 331 ($\beta = \frac{1}{\sqrt{3}}$)	15
3.1. Sector fermiónico y escalar	16
3.2. Lagrangiano 331	18
3.3. Espectro físico	21
4. Lagrangiano de Yukawa del modelo 331 - sector liviano - I	25
5. Lagrangiano de Yukawa del modelo 331 - sector liviano - II	31
6. Producción de Higgs cargados en el LHC	40
7. Conclusiones	45
Bibliografía	46
Anexos	48

RESUMEN

Se estudió el sector de Yukawa del modelo de partículas 331 con el fin de encontrar una estructura tipo THDM o de Dos Dobletes de Higgs explícitamente. Además se analizaron resultados dados por el paquete MadGraph/MadEvent de la sección eficaz de la producción de pares de Higgs cargados del modelo 331.

Palabras clave: modelo estándar de partículas, modelo con simetrías 331, bosón de Higgs, THDM.

ABSTRACT

We studied the Two Higgs Doublet Model in the Yukawa Lagrangian of 331 model, and the production of charged Higgs of the model 331 at the LHC using the program Madg-Gaph/MadEvent.

Key words: standard model of particle physics, 331 model, Higgs boson, THDM.

INTRODUCCIÓN

El surgimiento de nuevos modelos de partículas elementales más allá del Modelo Estándar (ME) ha sido una herramienta clave para la solución de problemas no resueltos por este modelo, tales como la no explicación de tres familias de fermiones, la oscilación de neutrinos, problemas relacionados con la asimetría materia anti-materia observada en el universo, entre otros. Algunos nuevos modelos surgen como una extensión del grupo gauge electrodébil del ME $SU(2)_L$, otros se basan en el concepto de unificación de las interacciones fuertes y débiles, también están los modelos basados en supersimetría y teorías de gran unificación, todos de igual manera tienen como base el hecho de que a la escala de energía electrodébil deben reducirse al ME.

Modelos basados en simetrías gauge $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ pueden dar explicación a varios fenómenos no explicados en el ME, como por ejemplo la jerarquización de las masas de los fermiones. Su estudio en la literatura ha aumentado bastante debido a que es posible ahora gracias a los experimentos en el LHC de altas energías verificar este tipo de teorías. Por otro lado, modelos extendidos en el sector escalar como el modelo con Dos Dobletes de Higgs, que ha sido ampliamente estudiado, son la base de otros nuevos modelos con sectores gauge extendidos. De esta manera se estudia la estructura del modelo con Dos Dobletes de Higgs en el modelo 331, específicamente en el sector de Yukawa donde se obtienen las masas de los fermiones vía el mecanismo de Higgs.

Inicialmente se hace una revisión general del modelo con simetría 331 y del modelo con Dos Dobletes Higgs, capítulo 2 y 3 respectivamente. En los capítulos 4 y 5 se estudia la estructura de THDM (Two Higgs Doublet Model) en el lagrangiano de Yukawa del modelo 331, en el capítulo 4 sin tener en cuenta la mezcla en las matrices de Yukawa de los fermiones livianos y exóticos que surge debido al tipo de modelo 331 que se escogió ($\beta = \frac{1}{\sqrt{3}}$), y en el capítulo 5 teniendo en cuenta esta mezcla y revisando su efecto en el esquema de rompimiento espontáneo de la simetría gauge.

Finalmente en el capítulo 6 se analiza de forma muy general la producción pares de Higgs

cargados del modelo 331, y se compara con lo que se obtiene de un modelo THDM.

CAPÍTULO 2

ASPECTOS BÁSICOS DE UN MODELO TIPO THDM

Debido a que el sector escalar del Modelo Estándar de partículas elementales es aún desconocido experimentalmente, puede pensarse en principio que un sólo doblete escalar $SU(2)_L$ talvez no sea la única forma de introducir el mecanismo de Higgs en un modelo de partículas. Por esta razón se han propuesto varias extensiones al modelo estándar cambiando la estructura del sector escalar, la más simple es la dada por el Modelo de Dos Dobletes de Higgs, en el cual se implementa un segundo doblete escalar con los mismo números cuánticos que el doblete del ME.

Este cambio en el sector escalar del modelo lleva a la variación del lagrangiano de Yukawa y obviamente cambia toda la estructura del lagrangiano escalar, esto conlleva a un cambio en la forma como las partículas adquieren masa, y podría dar la explicación a las jerarquías observadas de estas magnitudes. Por otro lado, el modelo abre la puerta al estudio de procesos que involucran nueva física como el análisis de procesos de cambios de sabor de corrientes neutras (FCNC, procesos que son omitidos en el ME [1]), vistos de forma natural en las interacciones de Yukawa del THDM.

Además, debido a que otros modelos más fundamentales como modelos supersimétricos o modelos con simetrías 331, contienen la estructura de un sector escalar no minimal en el límite de bajas energías, es de gran interés su estudio.

El sector escalar del THDM se compone de los siguientes dobletes $SU(2)_L$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \epsilon_1 \pm i\zeta_1) \end{pmatrix}, \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \epsilon_2 \pm i\zeta_2) \end{pmatrix},$$

con hipercargas para cada doblete igual a 1 ($Y_1 = Y_2 = 1$), siguiendo la relación de Gell-Mann

$$\mathbf{Q} = \mathbf{T}_3 + \mathbf{Y}/2,$$

siendo \mathbf{Q} el operador de carga electromagnética, \mathbf{T}_3 relacionado con el isospín débil y \mathbf{Y}

con la hipercarga.

Los dobletes adquieren un valor esperado en el vacío diferente de cero, de tal forma que $\langle \phi_1 \rangle_0 = v_1$ y $\langle \phi_2 \rangle_0 = v_2$.

Este grupo de dobletes determinará el rompimiento espontáneo de la simetría gauge electrodédil ($SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$), que finalmente generará las masas de las partículas.

2.1. Sector Escalar Físico

El potencial escalar del modelo THDM determinará bajo la ruptura de la simetría gauge, las masas y los autoestados de las partículas escalares. La estructura del potencial más general posible, invariante gauge y renormalizable es [2]

$$\begin{aligned} V = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_3^2 \frac{1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \\ & \lambda_3 \left(\frac{1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) \right)^2 + \lambda_4 \left(-\frac{i}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1) \right)^2 + \lambda_5 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \\ & \lambda_6 \frac{1}{2} \Phi_1^\dagger \Phi_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 \frac{1}{2} \Phi_2^\dagger \Phi_2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1). \end{aligned}$$

El número de parámetros libres en V puede ser reducido aplicando ciertas simetrías sobre el potencial, sin embargo en el presente trabajo se utiliza el potencial más general, para luego poder ser comparado con la respectiva estructura escalar del modelo 331. Además se tiene en cuenta que los parámetros λ_i deben ser positivos para que haya un mínimos de potencial y se tenga un estado fundamental.

Usando la condición del mínimo del potencial, se obtienen a partir de los términos cuadráticos de los campos en V , las matrices de masa; las cuales deben ser diagonalizadas para encontrar los términos de masa de los campos físicos y los autoestados (capítulo 5). En general las masas de las partículas físicas y los autoestados de masa, dependerán de los parámetros del potencial, es decir, dependerán de la forma del potencial.

El espectro escalar físico del modelo se compone de los siguientes campos:

- Higgs $\rightarrow H^0, A^0, H^\pm, h^0$.
- Goldstone $\rightarrow G^\pm, G^0$.

Las respectivas rotaciones a autoestados de masa de los campos escalares son:

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{\beta_T} & S_{\beta_T} \\ -S_{\beta_T} & C_{\beta_T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{\beta_T} & S_{\beta_T} \\ -S_{\beta_T} & C_{\beta_T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{\alpha_T} & S_{\alpha_T} \\ -S_{\alpha_T} & C_{\alpha_T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

El campo h^0 se relaciona con el Higgs del modelo estándar en el límite de desacople de la escala electrodébil, sus interacciones con fermiones y bosones gauge se identifican con los del modelo estándar; los bosones de Goldstone $G^\pm(G_W^\pm)$ se relacionan con la parte longitudinal de los bosones gauge W^\pm , y el bosón $G^0(G_Z)$ se relaciona con la parte longitudinal del gauge Z al igual que en el ME. Además, se encuentran cuatro Higgs pesados (H^\pm, H^0, A^0) que proporcionan nueva física.

Los ángulos α_T y β_T son ángulos de mezcla que de alguna manera identifican el modelo. β_T se relaciona con los VEV de los dobletes de Higgs y α_T con los parámetros del potencial a través de la matriz de masa que acopla los campos H^0 y h^0 [2].

$$T_{\beta_T} = \frac{v_2}{v_1},$$

$$T_{2\alpha_T} = \frac{\lambda_6 v_1^2}{(2\lambda_1 - \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5))v_1^2 + \mu_2^2}.$$

Así, el modelo contiene 6 parámetros para ajustar: 4 valores de masa correspondientes a las masas de los bosones Higgs encontrados, y los valores de los dos ángulos de mezcla.

2.2. Término cinético escalar

El lagrangiano cinético del sector escalar tiene la siguiente forma

$$(D^\mu \Phi_1)^\dagger D_\mu \Phi_1 + (D_\mu \Phi_2)^\dagger D^\mu \Phi_2. \quad (4)$$

Esta extensión del modelo estándar contiene las interacciones entre bosones de Higgs y bosones Gauge. Además provee de masa a los bosones gauge una vez los dobletes escalares

adquieren un VEV diferente de cero.

La derivada covariante se construye de tal forma que el término cinético sea invariante gauge (invariante bajo el grupo de simetrías $SU(2)_L \times U(1)_Y$):

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^i \mathbf{T}_i - i\frac{g'}{2}b_\mu \mathbf{Y},$$

donde W_μ^i ($i=1,2,3$) y b_μ son los campos gauge asociados a los generadores \mathbf{T}_i ($i=1,2,3$) y \mathbf{Y} de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente, con $\mathbf{T}_i = \sigma_i/2$, siendo σ_i las matrices de Pauli. g y g' son las constantes de acoplamiento.

Luego de evaluar el lagrangiano (4) en los VEV de los dobletes escalares (asumiendo que los VEV de los dos dobletes son diferentes de cero y reales) se encuentran las matrices de masa de los campos gauge físicos. Después de la diagonalización de las matrices los siguientes términos de masa y rotaciones a autoestados propios de masa son obtenidos:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{\theta_W} & -S_{\theta_W} \\ S_{\theta_W} & C_{\theta_W} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$M_W^2 = \frac{g^2}{4}(v_1^2 + v_2^2), \quad (7)$$

$$M_Z^2 = \frac{g'^2 + g^2}{4}(v_1^2 + v_2^2), \quad (8)$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg definido en términos de las constantes de acoplamiento:

$$T_{\theta_W} = \frac{g'}{g}.$$

Por otro lado, se observa que para $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, las expresiones (5),(6),(7) y (8) son como las del ME, siendo $v \approx 246 GeV$ el VEV del doblete escalar del ME. Esta relación se hace sólo a nivel árbol en teoría de perturbaciones.

2.3. Lagrangiano de Yukawa

El lagrangiano de Yukawa más general para el modelo THDM invariante gauge está dado por

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y &= \overline{q_L^i} \left(h_{u,ij}^{(1)} u_R'^j \widetilde{\Phi}_1 + h_{d,ij}^{(1)} d_R'^j \Phi_1 + h_{u,ij}^{(2)} u_R'^j \widetilde{\Phi}_2 + h_{d,ij}^{(2)} d_R'^j \Phi_2 \right) + \\ &\quad \overline{l_L^i} \left(h_{e,ij}^{(1)} e_R'^j \Phi_1 + h_{e,ij}^{(2)} e_R'^j \Phi_2 \right) + h.c. \end{aligned} \quad (9)$$

donde $\tilde{\Phi}_{1,2} = i\sigma_2\Phi_{1,2}^*$, $u' = (u', c', t')^T$ y $d' = (d', s', b')^T$ son bases electrodébiles singletes de $SU(2)_L$ de los sectores up y down de quarks respectivamente, $e'_R = (e', \mu', \tau')$ es la base electrodébil singlete de $SU(2)_L$ para el sector de leptones, q'_L y l'_L son isodobletes $SU(2)_L$ para quarks y leptones respectivamente, las matrices $h_{(u,d,e)}^{(1,2)}$ son matrices 3×3 que mezclan los fermiones y especifican el tipo de acoplamiento, es decir si el acople lo induce el doblete escalar 1 o el doblete escalar 2, y los índices $i(=1,2,3)$ y $j(=1,2,3)$ indican la familia.

Se observa en el lagrangiano que ambos dobletes acoplan a quarks tipo up y down simultáneamente, esto lleva a procesos de FCNC debido a que no se pueden desacoplar al mismo tiempo las matrices $h_u^{(1)}$ y $h_u^{(2)}$, y las matrices $h_d^{(1)}$ y $h_d^{(2)}$ (igual para leptones). Para evitar este tipo de procesos se han estudiado algunas simetrías que llevan a diferentes tipos de modelos THDM [3, 4].

■ MODELO TIPO I

Bajo la invariancia de la siguiente simetría discreta en (9)

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1,$$

$$\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2,$$

$$d_R \rightarrow -d_R,$$

$$u_R \rightarrow -u_R,$$

se eliminan del lagrangiano los acoples con el doblete Φ_1 , así sólo Φ_2 provee de masa a los quarks tipo up y down. Para los leptones sucede algo similar.

Una vez evaluado el lagrangiano tipo I en los VEV de los dobletes (en este caso sólo de Φ_2), se encuentran las matrices de masa para los quarks tipo up y down

$$M_u = \frac{1}{\sqrt{2}}h_u^{(2)}v_2 = \frac{S_{\beta_T}}{\sqrt{2}}h_u^{(2)}v \quad , \quad M_d = \frac{1}{\sqrt{2}}h_d^{(2)}v_2 = \frac{S_{\beta_T}}{\sqrt{2}}h_d^{(2)}v. \quad (10)$$

Las cuales diagonalizan por medio de la siguiente rotación:

$$M_u^d = V_{uL}^\dagger M_u V_{uR}, \quad (11)$$

$$M_d^d = V_{dL}^\dagger M_d V_{dR}, \quad (12)$$

donde V_{uL}, V_{uR}, V_{dL} y V_{dR} son matrices que rotan los fermiones a autoestados de

masa así

$$u'_L = V_{uL} u_L, \quad (13)$$

$$u'_R = V_{uR} u_R, \quad (14)$$

$$d'_L = V_{dL} d_L, \quad (15)$$

$$d'_R = V_{dR} d_R. \quad (16)$$

Este cambio de base se realiza como en el ME, siendo las matrices de rotación matrices tipo 3×3 , tal que $\kappa = V_{uL}^\dagger V_{dL}$, con κ la matriz de Kobayashi-Maskawa. El mismo proceso de diagonalización se lleva a cabo para los siguientes modelos de THDM.

Utilizando (1), (2) y (3) se encuentran las siguientes rotaciones a autoestados de masa de los campos escalares:

$$\Phi_1^\pm = \left(\begin{array}{c} C_{\beta_T} G_{W^\pm} - S_{\beta_T} H^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(C_{\alpha_T} H^0 - S_{\alpha_T} h^0 \pm i(C_{\beta_T} G_Z - S_{\beta_T} A^0) + v_1) \end{array} \right), \quad (17)$$

$$\Phi_2^\pm = \left(\begin{array}{c} S_{\beta_T} G_{W^\pm} + C_{\beta_T} H^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0 \pm i(S_{\beta_T} G_Z + C_{\beta_T} A^0) + v_2) \end{array} \right), \quad (18)$$

$$\widetilde{\Phi}_1^\pm = \left(\begin{array}{c} \frac{1}{\sqrt{2}}(C_{\alpha_T} H^0 - S_{\alpha_T} h^0 \mp i(C_{\beta_T} G_Z - S_{\beta_T} A^0) + v_1) \\ -C_{\beta_T} G_{W^\mp} + S_{\beta_T} H^\mp \end{array} \right), \quad (19)$$

$$\widetilde{\Phi}_2^\pm = \left(\begin{array}{c} \frac{1}{\sqrt{2}}(S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0 \mp i(S_{\beta_T} G_Z + C_{\beta_T} A^0) + v_2) \\ -S_{\beta_T} G_{W^\mp} - C_{\beta_T} H^\mp \end{array} \right). \quad (20)$$

Con las anteriores expresiones y utilizando (11) y (12), el lagrangiano de Yukawa THDM tipo I en la base de estados propios de masa es [2]

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Y-I} &= \frac{g}{2M_W S_{\beta_T}} \bar{u} M_u^d u (S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0) + \frac{g}{2M_W S_{\beta_T}} \bar{d} M_d^d d (S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0) \\ &\quad - \frac{ig C t_{\beta_T}}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u A^0 + \frac{ig C t_{\beta_T}}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d A^0 \\ &\quad - \frac{ig}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u G_Z + \frac{ig}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d G_Z \\ &\quad + \frac{g C t_{\beta_T}}{\sqrt{2} M_W} \bar{u} (\kappa M_d^d P_R - M_u^d \kappa P_L) d H^+ \\ &\quad + \frac{g}{\sqrt{2} M_W} \bar{u} (\kappa M_d^d P_R - M_u^d \kappa P_L) d G_{W^+} + h.c. \end{aligned} \quad (21)$$

con una expresión similar para el sector leptónico.

Se puede observar que para ciertos valores de los ángulos de mezcla alguno de los bosones par CP (h^0, H^0) se convierte en fermiofóbico. Por ejemplo, para $\alpha = 0$ todos los vértices $\bar{f}fH^0$ desaparecen, con f un campo fermiónico. Lo mismo sucede para h^0 con $\alpha = \pi/2$. De todas maneras hay que tener en cuenta que los decaimientos de estos Higgs a fermiones pueden darse por medio de procesos intermedios que involucran bosones gauge W y Z .

■ MODELO TIPO II

Bajo la invariancia de la siguiente simetría discreta en (9)

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1,$$

$$\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2,$$

$$d_R \rightarrow d_R,$$

$$u_R \rightarrow -u_R,$$

se eliminan del lagrangiano los acoples de Φ_1 con el sector up, y los de Φ_2 con el sector down, así Φ_2 provee de masa a los quarks tipo up y Φ_1 a los quarks tipo down. Para los leptones sucede algo similar.

Econtrando las matrices de masa, y realizando la respectiva diagonalización (ver (11) y (12)) y rotación a autoestados de masa (ver (13),(14),(15) y (16)) para los fermiones y campos escalares como se hizo en el modelo tipo I, se obtiene el siguiente lagrangiano tipo II

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-II} = & \frac{g}{2M_W S_{\beta_T}} \bar{u} M_u^d u (S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0) + \frac{g}{2M_W C_{\beta_T}} \bar{d} M_d^d d (C_{\alpha_T} H^0 - S_{\alpha_T} h^0) \\
& - \frac{ig C_{t\beta_T}}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u A^0 - \frac{ig T_{\beta_T}}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d A^0 \\
& - \frac{ig}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u G_Z + \frac{ig}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d G_Z \\
& - \frac{g}{\sqrt{2}M_W} \bar{u} (C_{t\beta_T} M_u^d \kappa P_L + T_{\beta_T} \kappa M_d^d P_R) dH^+ \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}M_W} \bar{u} (\kappa M_d^d P_R - M_u^d \kappa P_L) dG_{W^+} + h.c.
\end{aligned} \tag{22}$$

Debido a que el sector Φ_2 provee de masa a los quarks tipo up, y el sector Φ_1 a los quarks tipo down, puede observarse una posible respuesta a la jerarquía de masas entre las partículas. Además, los acoplamientos de los fermiones con los bosones de

Higgs, son diferentes para el sector up y para el sector down, contrario a lo que se obtuvo con el modelo tipo I.

En general se pueden escribir los acoplamientos de yukawa del ME como

$$\Lambda_{\phi f\bar{f}} = \frac{gm_f}{2M_W},$$

donde f se refiere a algún tipo de fermión y ϕ el campo escalar. De esta manera, se puede hacer una comparación con los acoples del modelo THDM, en este caso del tipo II así [2, 5]

$$\begin{aligned}\chi_u^{h^0} &= \frac{\Lambda_{h^0 u\bar{u}}}{(\Lambda_{\phi f\bar{f}})_{ME}} = \frac{C_{\alpha_T}}{S_{\beta_T}} = S_{\beta_T - \alpha_T} + Ct_{\beta_T} C_{\beta_T - \alpha_T}, \\ \chi_d^{h^0} &= \frac{\Lambda_{h^0 d\bar{d}}}{(\Lambda_{\phi f\bar{f}})_{ME}} = -\frac{S_{\alpha_T}}{C_{\beta_T}} = S_{\beta_T - \alpha_T} - T_{\beta_T} C_{\beta_T - \alpha_T}.\end{aligned}$$

Con un término similar para leptones. De las anteriores expresiones se concluye que para $C_{\alpha_T - \beta_T} \approx 0$, los acoples de yukawa del ME y de THDM tipo II coinciden (puede verificarse también para el sector cinético). Y suponiendo los campos escalares H^0 , H^\pm y A^0 muy masivos, con sus respectivos acoples cuárticos del orden de 1, se encuentra que el límite de desacople a escala de baja energía es el ME.

■ MODELO TIPO III

En este modelo se asume que los dos dobletes proveen de masa al sector tipo up y down simultáneamente. Suponiendo que los dos valores esperados en el vacío son diferentes de cero, de (9) se encuentran las siguientes matrices de masa

$$\begin{aligned}M_u &= (h_u^{(1)} v_1 + h_u^{(2)} v_2) \frac{1}{\sqrt{2}}, \\ M_d &= (h_d^{(1)} v_1 + h_d^{(2)} v_2) \frac{1}{\sqrt{2}},\end{aligned}$$

las cuales diagonalizan por medio de las rotaciones (13), (14), (15) y (16) así

$$\begin{aligned}M_u^d &= V_{uL}^\dagger (h_u^{(1)} v_1 + h_u^{(2)} v_2) V_{uR} \frac{1}{\sqrt{2}}, \\ M_d^d &= V_{dL}^\dagger (h_d^{(1)} v_1 + h_d^{(2)} v_2) V_{dR} \frac{1}{\sqrt{2}}.\end{aligned}$$

Para encontrar el lagrangiano en autoestados de masa, pueden despejarse las matrices $h_u^{(2)}$ y $h_d^{(2)}$ en función de la matriz de masa diagonalizada,

$$h_u^{(2)} = \frac{\sqrt{2}}{v S_{\beta_T}} V_{uL} M_u^d V_{uR}^\dagger - Ct_{\beta_T} h_u^{(1)},$$

$$h_d^{(2)} = \frac{\sqrt{2}}{vS_{\beta_T}} V_{dL} M_d^d V_{dR}^\dagger - Ct_{\beta_T} h_d^{(1)},$$

y rotando los fermiones adecuadamente se obtiene el lagrangiano tipo III forma a

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-III}^a &= \frac{g}{2M_W S_{\beta_T}} \bar{u} M_u^d u (S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0) \\
&\quad - \frac{1}{\sqrt{2} S_{\beta_T}} \bar{u} \widetilde{h}_u^{(1)} u (S_{\alpha_T - \beta_T} H^0 + C_{\alpha_T - \beta_T} h^0) \\
&\quad + \frac{g}{2M_W S_{\beta_T}} \bar{d} M_d^d d (S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0) \\
&\quad - \frac{1}{\sqrt{2} S_{\beta_T}} \bar{d} \widetilde{h}_d^{(1)} d (S_{\alpha_T - \beta_T} H^0 + C_{\alpha_T - \beta_T} h^0) - \frac{igCt_{\beta_T}}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u A^0 \\
&\quad + \frac{i}{\sqrt{2} S_{\beta_T}} \bar{u} \widetilde{h}_u^{(1)} \gamma_5 u A^0 + \frac{igCt_{\beta_T}}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d A^0 \\
&\quad - \frac{i}{\sqrt{2} S_{\beta_T}} \bar{d} \widetilde{h}_d^{(1)} \gamma_5 d A^0 - \frac{ig}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u G_Z + \frac{ig}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d G_Z \\
&\quad - \frac{gCt_{\beta_T}}{\sqrt{2} M_W} \bar{u} (M_u^d \kappa P_L - \kappa M_d^d P_R) dH^+ \\
&\quad + \frac{1}{S_{\beta_T}} \bar{u} \left(\widetilde{h}_u^{(1)} \kappa P_L - \kappa \widetilde{h}_d^{(1)} P_R \right) dH^+ \\
&\quad + \frac{g}{\sqrt{2} M_W} \bar{u} (\kappa M_d^d P_R - M_u^d \kappa P_L) dG_{W^+} + h.c. \tag{23}
\end{aligned}$$

donde se han definido las matrices $\widetilde{h}_u^{(1)}$ y $\widetilde{h}_d^{(1)}$ así

$$\begin{aligned}
\widetilde{h}_u^{(1)} &= V_{uL}^\dagger h_u^{(1)} V_{uR}, \\
\widetilde{h}_d^{(1)} &= V_{dL}^\dagger h_d^{(1)} V_{dR}.
\end{aligned}$$

Se observa en (23) que la expresión se hace igual al modelo tipo I si $h_u^{(1)} = 0$ y $h_d^{(1)} = 0$. Luego es posible escribir el modelo tipo III como el modelo tipo I más términos que llevan a FCNC (los acoples con las matrices $h_{u,d}^{(1)}$ llevan a procesos tipo FCNC).

Por otro lado, despejando las matrices $h_u^{(2)}$ y $h_d^{(1)}$ en términos de las matriz de masa diagonalizada

$$\begin{aligned}
h_u^{(2)} &= \frac{\sqrt{2}}{vS_{\beta_T}} V_{uL} M_u^d V_{uR}^\dagger - Ct_{\beta_T} h_u^{(1)}, \\
h_d^{(1)} &= \frac{\sqrt{2}}{vC_{\beta_T}} V_{dL} M_d^d V_{dR}^\dagger - T_{\beta_T} h_d^{(2)},
\end{aligned}$$

y rotando los fermiones a autoestados de masa en el lagrangiano, se encuentra el modelo tipo III forma b

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-III}^b &= \frac{g}{2M_W S_{\beta_T}} \bar{u} M_u^d u (S_{\alpha_T} H^0 + C_{\alpha_T} h^0) \\
&\quad - \frac{1}{\sqrt{2} S_{\beta_T}} \bar{u} \widetilde{h}_u^{(1)} u (S_{\alpha_T - \beta_T} H^0 + C_{\alpha_T - \beta_T} h^0) \\
&\quad + \frac{g}{2M_W C_{\beta_T}} \bar{d} M_d^d d (C_{\alpha_T} H^0 - S_{\alpha_T} h^0) \\
&\quad + \frac{1}{\sqrt{2} C_{\beta_T}} \bar{d} \widetilde{h}_d^{(2)} d (S_{\alpha_T - \beta_T} H^0 + C_{\alpha_T - \beta_T} h^0) - \frac{ig C t_{\beta_T}}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u A^0 \\
&\quad + \frac{i}{\sqrt{2} S_{\beta_T}} \bar{u} \widetilde{h}_u^{(1)} \gamma_5 u A^0 - \frac{ig T_{\beta_T}}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d A^0 \\
&\quad + \frac{i}{\sqrt{2} C_{\beta_T}} \bar{d} \widetilde{h}_d^{(2)} \gamma_5 d A^0 - \frac{ig}{2M_W} \bar{u} M_u^d \gamma_5 u G_Z + \frac{ig}{2M_W} \bar{d} M_d^d \gamma_5 d G_Z \\
&\quad - \frac{g}{\sqrt{2} M_W} \bar{u} (C t_{\beta_T} M_u^d \kappa P_L + T_{\beta_T} \kappa M_d^d P_R) d H^+ \\
&\quad + \frac{1}{S_{\beta_T}} \bar{u} \left(\widetilde{h}_u^{(1)} \kappa P_L + T_{\beta_T} \kappa \widetilde{h}_d^{(2)} P_R \right) d H^+ \\
&\quad + \frac{g}{\sqrt{2} M_W} \bar{u} (\kappa M_d^d P_R - M_u^d \kappa P_L) d G_{W^+} + h.c. \tag{24}
\end{aligned}$$

Se observa que si se hacen cero las matrices $\widetilde{h}_u^{(1)}$ y $\widetilde{h}_d^{(2)}$ se obtiene el modelo tipo II más términos que llevan a procesos FCNC. Luego el modelo III puede ser escrito como el modelo II más términos de FCNC.

Para las otras dos formas de lagrangianos que se obtienen despejando las matrices $h_u^{(1)}$ y $h_d^{(1)}$, y las matrices $h_u^{(1)}$ y $h_d^{(2)}$ en términos de la matriz diagonal de masas, se logra algo similar a las formas a y b pero cambiando el doblete Φ_1 por el doblete Φ_2 .

CAPÍTULO 3

MODELO CON SIMETRÍA 331 ($\beta = \frac{1}{\sqrt{3}}$)

En general se busca un modelo más fundamental que contenga al ME ($SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$), tal que se reduzca a este en el límite de la escala electrodébil. Se considera entonces la extensión del grupo de simetría $SU(3)_C$ del modelo hadrónico al sector electrodébil, obteniendo el grupo unificador $SU(3)_L \otimes U(1)_X$; con lo cual se pretende entre otras cosas, entender la jerarquía de masas (al asignar a las dos primeras familias de quarks una representación diferente a la tercera), y obtener a partir del mismo modelo tres familias diferentes de partículas.

Se exige que el operador de carga electromagnética sea una combinación lineal de los operadores del grupo de simetría $S(3)_L \otimes U(1)_X$, a través de la relación de Gell-Mann y Nishijima

$$\mathbf{Q} = \mathbf{T}_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}\mathbf{T}_8 + X\mathbf{I},$$

con X un nuevo número cuántico relacionado con el grupo de simetría $U(1)_X$, \mathbf{Q} el generador de carga electromagnética, \mathbf{T}_3 y \mathbf{T}_8 generadores del grupo unitario $SU(3)_L$ dados en la representación fundamental, e \mathbf{I} la matriz identidad 3×3 relacionada con el generador del grupo $U(1)_X$.

El espectro de partículas debe contener las partículas del ME, esto trae restricciones a la hora de encontrar el sector fermiónico. Por otro lado, se exige la cancelación de las anomalías quirales para obtener una teoría renormalizable. Además se debe respetar el Rompimiento Espontáneo de la Simetría Gauge (RES), primero del grupo 331 al grupo gauge del ME y luego al grupo $U(1)_Q$ de la electrodinámica. Para este fin se implementa un sector escalar apropiado, tal que proporcione las masas adecuadas a las partículas tanto del ME como a las nuevas (fermiones exóticos).

3.1. Sector fermiónico y escalar

En principio para el sector fermiónico bajo la representación de triplete ($\mathbf{3}$) o antitriplete ($\mathbf{3}^*$), se pueden tener varias familias a las que se les asigna un triplete de fermiones $SU(3)_L$, o antitriplete para la representación conjugada, donde a cada componente quiral izquierda corresponde una componente derecha (para garantizar todas las componentes partículas antipartícula). Exigiendo ciertas restricciones en cuanto a la cuantización de la carga electromagnética por parte de las partículas del ME entre otros aspectos [6, 10], se obtienen cierto número de modelos 331 que cumplen con los requisitos mencionados [7, 8, 9].

Se trabaja con un modelo de 3 familias, donde el sector de quarks se completa con dos representaciones diferentes ($\mathbf{3}$ y $\mathbf{3}^*$) y el sector leptónico con una única representación ($\mathbf{3}$). Para el sector de quarks se tiene

$$Q_L^1 = \begin{pmatrix} u^1 \\ d^1 \\ D^1 \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{array}{c} \text{Carga Q} \\ 2/3 \\ -1/3 \\ -1/3 \end{array} \quad Q_L^{n*} = \begin{pmatrix} d^{n*} \\ -u^{n*} \\ U^{n*} \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{array}{c} \text{Carga Q} \\ -1/3 \\ 2/3 \\ 2/3 \end{array}$$

donde $n = 2, 3$. La primera familia (supraíndice 1) está en la representación $\mathbf{3}$, la segunda y la tercera (supraíndices 2 y 3) están en la representación $\mathbf{3}^*$. Cada triplete tiene un número cuántico X asociado al grupo de simetría $U(1)_X$, así

$$X_{Q_L^1} = 0,$$

$$X_{Q_L^2} = 1/3,$$

$$X_{Q_L^3} = 1/3,$$

donde se ha suprimido el asterisco por simplicidad, notación que se seguirá en adelante.

Los singletes $SU(3)_L$ derechos correspondientes son

$$u_R^1, d_R^1, D_R^1,$$

$$d_R^2, u_R^2, U_R^2,$$

$$d_R^3, u_R^3, U_R^3.$$

Cada componente derecha tiene el mismo número cuántico de carga electromagnética que su correspondiente componente izquierda, además se tiene que $X_{q_R} = Q_{q_R}$, donde q_R hace

referencia a cualquiera de las componentes derechas de quarks mencionadas.

Los campos fermiónicos D^1 y $U^{2,3}$ son fermiones exóticos tipo up y down que surgen por el modelo escogido.

Para el sector leptónico se tiene

$$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu^i \\ e^i \\ E^i \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{array}{c} \text{Carga Q} \\ 0 \\ -1 \\ -1 \end{array}$$

donde $i(= 1, 2, 3)$ corre por las tres familias. Los tres tripletes en este caso están en la representación $\mathbf{3}$, y los números cuánticos X correspondientes son

$$X_{L^i} = -2/3.$$

Las componentes derechas singletes de $SU(3)_L$ para el sector leptónico son

$$\nu_R^1, e_R^1, E_R^1,$$

$$\nu_R^2, e_R^2, E_R^2,$$

$$\nu_R^3, e_R^3, E_R^3.$$

las cuales tienen la misma carga electromagnética que sus respectivas componentes izquierdas, donde se cumple que $X_{l_R} = Q_{l_R}$, con l_R cualquiera de las componentes derechas leptónicas.

Por otro lado el sector escalar se exige de tal manera que cumpla con el siguiente esquema de RES

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q$$

La primera escala de rompimiento será generada por un sector escalar diferente al que genera la segunda escala de rompimiento, de tal manera que en la primera fase se rompan (no dejan invariante el vacío) cinco de los nueve generadores del grupo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$, obteniendo los generadores del ME; y en la segunda fase se rompan tres de los cuatro generadores del grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, quedando un generador no roto \mathbf{Q} . Siendo $\mathbf{T}_j, j = 1, 2, \dots, 8$, los generadores del grupo $SU(3)_L$ y \mathbf{X} el generador del grupo $U(1)_X$, se tiene que

$$\mathbf{T}_{1,2,3}, \beta \mathbf{T}_8 + \mathbf{X} \rightarrow \text{dejan invariante el vacío para el primer sector,}$$

$$\mathbf{T}_{4,5,6,7}, \beta \mathbf{T}_8 - \mathbf{X} \rightarrow \text{no dejan invariante el vacío para el primer sector,}$$

$\mathbf{Q} = \beta\mathbf{T}_8 + X + \mathbf{T}_3 \rightarrow$ deja invariante el vacío para el segundo sector (operador de carga electromagnética),

$\mathbf{T}_{1,2}, \mathbf{T}_3 - \beta\mathbf{T}_8 - \mathbf{X} \rightarrow$ no dejan invariante el vacío para el segundo sector.

Adicionalmente se debe asegurar que los términos de acoplamiento entre fermiones y escalares sea invariante gauge, es decir que términos del tipo $\bar{f}f\phi$ sean singletes de $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ [6]. De acuerdo con esto se escoge una representación de triplete para el sector escalar (aunque también puede darse una representación de sextete o antitriplete). El espectro más simple está dado por:

- Primer sector

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_1^+ \\ \chi_2^0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\chi + i\zeta_\chi + v_\chi) \end{pmatrix} \rightarrow \begin{array}{c} \text{Carga Q} \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{array}$$

con $X_\chi = 1/3$.

- Segundo sector

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\rho + i\zeta_\rho + v_\rho) \\ \rho_3^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{array}{c} \text{Carga Q} \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{array} \quad \eta = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\eta + i\zeta_\eta + v_\eta) \\ \eta_2^- \\ \eta_3^- \end{pmatrix} \rightarrow \begin{array}{c} \text{Carga Q} \\ 0 \\ -1 \\ -1 \end{array}$$

con $X_\rho = 1/3$ y $X_\eta = -2/3$.

El sector escalar cumple con el requisito de tener al menos 8 componentes que representen bosones de Goldstone, 5 para el primer sector y 3 para el segundo. Además tiene los grados de libertad requeridos para dar masa a los fermiones exóticos y a los ligeros (ME) en el sector de Yukawa.

3.2. Lagrangiano 331

El lagrangiano 331 puede escribirse de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{331} = \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_{Y-M} + \mathcal{L}_{F-P} + \mathcal{L}_{F-G} + \mathcal{L}_{QCD}. \quad (1)$$

Por orden en (1) se tiene el lagrangiano de Dirac, el de Higgs, el de Yukawa, el de Yang-Miles para los campos gauge, el lagrangiano que fija el gauge y el de la QCD para el sector

de quarks.

A continuación se mostrarán algunos términos del lagrangiano 331 para el sector de quarks, las expresiones para leptones son similares.

El lagrangiano de Dirac para quarks es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= i\overline{Q}_L^1 \gamma^\mu D_{\mu_{Q_L^1}} Q_L^1 + \sum_{sing} \overline{q}_R^1 \gamma^\mu D_{\mu_{q_R^1}} q_R^1 \\ &+ i\overline{Q}_L^{2,3} \gamma^\mu D_{\mu_{Q_L^{2,3}}} Q_L^{2,3} + \sum_{sing} \overline{q}_R^{2,3} \gamma^\mu D_{\mu_{q_R^{2,3}}} q_R^{2,3}, \end{aligned} \quad (2)$$

donde \sum_{sing} suma sobre cada singlete derecho de quarks y las derivadas covariantes se definen como

$$\begin{aligned} D_{\mu_{Q_L^1}} &= (\partial_\mu - ig_L \mathbf{A}_\mu - ig_X X_{Q_L^1} \mathbf{B}_\mu), \\ D_{\mu_{q_R^1}} &= (\partial_\mu - ig_X X_{q_R^1} \mathbf{B}_\mu), \\ D_{\mu_{Q_L^{2,3}}} &= (\partial_\mu + ig_L (\mathbf{A}_\mu)^T - ig_X X_{Q_L^{2,3}} \mathbf{B}_\mu), \\ D_{\mu_{q_R^{2,3}}} &= (\partial_\mu - ig_X X_{q_R^{2,3}} \mathbf{B}_\mu), \end{aligned}$$

con g_L y g_X las constantes de acoplamiento relacionadas con $SU(3)_L$ y $U(1)_X$ respectivamente. Los términos vectoriales \mathbf{A}_μ y \mathbf{B}_μ están dadas por

$$A_\mu^i \mathbf{T}_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 & \sqrt{2} W_\mu^+ & \sqrt{2} K_{1\mu}^+ \\ \sqrt{2} W_\mu^- & -A_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 & \sqrt{2} K_{2\mu}^0 \\ \sqrt{2} K_{1\mu}^- & \sqrt{2} K_{2\mu}^0 & -\frac{2}{\sqrt{3}} A_\mu^8 \end{pmatrix},$$

con $i = 1, 2, \dots, 8$, y por

$$\mathbf{B}_\mu = B_\mu \mathbf{I}_{3 \times 3},$$

donde se ha definido

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \mp i A_\mu^2), \\ K_{1\mu}^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^4 \mp i A_\mu^5), \\ K_{2\mu}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^6 - i A_\mu^7), \\ \overline{K}_{2\mu}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^6 + i A_\mu^7). \end{aligned}$$

siendo los campos A_μ^i los campos gauge correspondientes a cada generador del grupo $SU(3)_L$ y B_μ el campo gauge correspondiente al generador de $U(1)_X$.

El lagrangiano de Higgs está dado por

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu(\phi))^\dagger D_\mu(\phi) + V,$$

donde ϕ representa cada uno de los tripletes escalares del modelo, V es el potencial que involucra términos de interacción entre campos escalares, y

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_L \mathbf{A}_\mu - ig_X X_\phi \mathbf{B}_\mu.$$

Teniendo en cuenta la invariancia gauge para cada uno de los términos del lagrangiano, se encuentra la siguiente expresión general para V

$$\begin{aligned} V = & \mu_1^2 \chi^i \chi_i + \mu_2^2 \rho^i \rho_i + \mu_3^2 \eta^i \eta_i + f(\chi_i \rho_j \eta_k \varepsilon^{ijk} + h.c) + \lambda_1 (\chi^i \chi_i)^2 + \lambda_2 (\rho^i \rho_i)^2 + \lambda_3 (\eta^i \eta_i)^2 \\ & + \lambda_4 \chi^i \chi_i \rho^j \rho_j + \lambda_5 \chi^i \chi_i \eta^j \eta_j + \lambda_6 \rho^i \rho_i \eta^j \eta_j + \lambda_7 \chi^i \eta_i \eta^j \chi_j + \lambda_8 \chi^i \rho_i \rho^j \chi_j + \lambda_9 \eta^i \rho_i \rho^j \eta_j. \end{aligned} \quad (3)$$

con λ_i y f constantes de acoplamiento. Usando la condición del mínimo en (3), se encontrará el espectro físico escalar con sus respectivas masas (sección 3.3).

El lagrangiano cinético para los campos gauge está dado por

$$\mathcal{L}_{Y-M} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^\alpha F_{\alpha}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu},$$

con

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^\alpha &= \partial^\mu A_\nu^\alpha - \partial^\nu A_\mu^\alpha - g_L f_{\alpha\beta\gamma} A^{\mu\beta} A^{\nu\gamma}, \\ B_{\mu\nu} &= \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu. \end{aligned}$$

$f_{\alpha\beta\gamma}$ es la constante de estructura del álgebra de Lie del grupo $SU(3)_L$.

Finalmente teniendo en cuenta que todos los términos de acoplamiento entre campos escalares y fermiónicos deben ser invariantes bajo $SU(3)_L \otimes U(1)_X$, se encuentra la siguiente forma del lagrangiano de Yuyukawa

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \overline{Q}_L^1 (h_{u,1i}^\eta u_R^i \eta + h_{d,1i}^\rho d_R^i \rho + h_{D_R,11}^\chi D_R^1 \chi + h_{d,1i}^\chi d_R^i \chi + h_{D_R,11}^\rho D_R^1 \rho + h_{U,1m}^\eta U_R^{1m} \eta) \\ & + \overline{Q}_L^m (h_{u,mi}^\rho u_R^i \rho^* + h_{d,mi}^\eta d_R^i \eta^* + h_{U,mm'}^\chi U_R^{m'} \chi^* + h_{u,mi}^\chi u_R^i \chi^* + h_{D,m1}^\eta D_R^1 \eta^* \\ & + h_{U,mm'}^\rho U_R^{m'} \rho^*) + h.c, \end{aligned} \quad (4)$$

donde los campos primados se refieren a bases electrodébiles, los índices m y m' suman sobre las familias 2 y 3, y el índice i sobre las familias 1,2 y 3. Las matrices h son matrices 3×3 que mezclan los fermiones.

3.3. Espectro físico

- Espectro Físico Vectorial

El Lagrangiano cinético de Higgs contiene las interacciones entre campos escalares y campos de gauge, una vez evaluado este lagrangiano en los VEV de los tripletes escalares, se encuentran las matrices de masa de los campos vectoriales. Al diagonalizar estas matrices se obtienen los valores de las masas de los campos físicos y las rotaciones a autoestados de masa.

La matriz de masa en la base W^\pm , K_1^\pm y $K_2^0(\overline{K_2^0})$, es una matriz diagonal. Los valores de masa para los campos vectoriales físicos cargados son

$$M_W^2 = \frac{g_L^2}{4}(v_\rho^2 + v_\eta^2),$$

$$M_{K_1}^2 = \frac{g_L^2}{4}(v_\chi^2 + v_\eta^2),$$

$$M_{K_2}^2 = \frac{g_L^2}{4}(v_\chi^2 + v_\rho^2).$$

Por otro lado, la matriz de masa para el sector neutro en la base A_μ^3 , A_μ^8 y B_μ , no es diagonal, pero sí singular, con lo que se garantiza un valor propio igual a cero. Los otros valores propios se obtienen diagonalizando la matriz simétrica en base electrodébil con componentes

$$(M_0^2)_{11} = \frac{g_L^2}{4}(v_\rho^2 + v_\eta^2),$$

$$(M_0^2)_{12} = \frac{g_L^2}{4\sqrt{3}}(v_\eta^2 - v_\rho^2),$$

$$(M_0^2)_{13} = \frac{-g_L g_X}{2}((1/3)v_\rho^2 + (2/3)v_\eta^2),$$

$$(M_0^2)_{22} = \frac{g_L^2}{12}(v_\rho^2 + v_\eta^2) + \frac{g_L^2}{3}(v_\chi^2),$$

$$(M_0^2)_{23} = \frac{-g_L g_X}{6}((2/\sqrt{3})v_\eta^2 - (1/\sqrt{3})v_\rho^2 + (2/\sqrt{3})v_\chi^2),$$

$$(M_0^2)_{33} = \frac{g_X^2}{9}(4v_\eta^2 + v_\rho^2 - v_\chi^2).$$

La base que diagonaliza la matriz está dada por [6]

$$\begin{aligned} A_\mu &= S_{\theta_W} + C_{\theta_W} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} T_{\theta_W} A_\mu^8 + \sqrt{1 - \frac{1}{3} (T_{\theta_W})^2} B_\mu \right), \\ Z_\mu &= C_{\theta_W} - S_{\theta_W} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} T_{\theta_W} A_\mu^8 + \sqrt{1 - \frac{1}{3} (T_{\theta_W})^2} B_\mu \right), \\ Z'_\mu &= -\sqrt{1 - \frac{1}{3} (T_{\theta_W})^2} A_\mu^8 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_{\theta_W} B_\mu, \end{aligned}$$

donde se ha definido el ángulo de Weinberg como

$$S_{\theta_W} = \frac{g_X}{\sqrt{g_L^2 + \frac{4}{3} g_X^2}},$$

y se ha hecho la aproximación $v_\rho, v_\eta \rightarrow 0$.

Los valores propios correspondientes son

$$\begin{aligned} M_A^2 &= 0, \\ M_Z^2 &\approx \frac{g_L^2}{4(C_{\theta_W})^2} (v_\rho^2 + v_\eta^2), \\ M_{Z'}^2 &\approx \frac{g_X^2}{3(T_{\theta_W})^2} v_\chi^2. \end{aligned}$$

Finalmente se encuentran 5 campos gauge masivos cuyas masas son del orden de v_χ : $K_{1\mu}^\pm$, $K_{2\mu}^0$ ($\overline{K_{2\mu}^0}$) y Z'_μ , 3 campos del orden de la escala electrodébil: W_μ^\pm y Z_μ , y un campo con masa cero: A_μ .

■ Espectro Físico Escalar

Utilizando la condición del mínimo en (3), $\frac{\partial V}{\partial \phi_i} = 0$ (ϕ_i cada una de las componentes escalares), y evaluando en los VEV, se encuentran los valores de las constantes μ_χ , μ_ρ y μ_η ($\mu_i < 0$). Así, evaluando V en estos valores se encuentran las matrices de masa para los campos escalares, matrices que deben ser diagonalizadas para encontrar los estados propios de masa del sector escalar.

Para la matriz de masa en la base ζ_χ , ζ_ρ y ζ_η , se encuentran los siguientes valores propios y estados propios de masa

$$\begin{aligned} M_{G_{Z'}}^2 &= 0, & G_{Z'} &\approx -\frac{1}{\sqrt{2}} \zeta_\chi, \\ M_{G_Z}^2 &= 0, & G_Z &\approx S_\beta \zeta_\rho - C_\beta \zeta_\eta, \\ M_{A^0}^2 &\approx -\sqrt{2} f v_\chi \left(\frac{v_\eta}{v_\rho} + \frac{v_\rho}{v_\eta} \right), & A^0 &= C_\beta \zeta_\rho + S_\beta \zeta_\eta, \end{aligned} \quad (5)$$

donde se han hecho las aproximaciones $v_\chi \gg v_\eta, v_\rho$ y $|f| \approx v_\chi$, aproximaciones que se usarán en todos los cálculos para encontrar los estados propios y valores propios de masa del sector escalar [6]; esta última se usa para que no haya una nueva escala de energía. Se ha definido el ángulo de mezcla β como

$$T_\beta = \frac{v_\rho}{v_\eta}.$$

Para el sector real, es decir en la base $\epsilon_\chi, \epsilon_\rho$ y ϵ_η , se encuentran los siguientes valores propios y estados propios de la matriz de masa

$$\begin{aligned} M_{H_3^0}^2 &= 4\lambda_1 v_\chi^2, & H_3^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_\chi, \\ M_{h_0}^2 &= \frac{4(\lambda_2 v_\rho^4 + \lambda_3 v_\eta^4) + \lambda_6 v_\rho^2 v_\eta^2}{v_\rho^2 + v_\eta^2}, & h^0 &= C_\alpha \epsilon_\rho - S_\alpha \epsilon_\eta, \\ M_{H^0}^2 &= -\sqrt{2}f v_\chi \left(\frac{v_\eta}{v_\rho} + \frac{v_\rho}{v_\eta} \right), & H^0 &= S_\alpha \epsilon_\rho + C_\alpha \epsilon_\eta, \end{aligned} \quad (6)$$

donde se ha definido

$$T_{2\alpha} = \frac{2M_{11}}{M_{11} - M_{22}},$$

siendo M_{ij} el elemento de matriz correspondiente al sector real ($M_{11} = -\sqrt{2}f \frac{v_\chi v_\eta}{v_\rho}$, $M_{22} = -\sqrt{2}f \frac{v_\chi v_\rho}{v_\eta}$ y $M_{12} = M_{21} = \sqrt{2}f v_\chi$).

En las bases $\{\chi_1^\pm, \eta_3^\pm\}$, $\{\chi_2^0(\overline{\chi_2^0}), \rho_3^0(\overline{\rho_3^0})\}$ y $\{\rho_1^\pm, \eta_2^\pm\}$ se encuentran las matrices de masa que deben ser diagonalizadas para encontrar los valores de las masas correspondientes a los campos físicos escalares en general cargados. Los valores y estados de masa propios respectivamente según las bases mencionadas son

$$\begin{aligned} M_{G_{K_1}}^2 &= 0, & G_{K_1}^\pm &\approx -\chi_1^\pm, \\ M_{H_1}^2 &= \frac{\lambda_7}{2}(v_\eta^2 + v_\chi^2) - \frac{1}{\sqrt{2}}f v_\rho \left(\frac{v_\chi}{v_\eta} + \frac{v_\eta}{v_\chi} \right), & H_1^\pm &\approx \eta_3^\pm, \\ M_{G_{K_2}}^2 &= 0, & G_{K_2}^0(\overline{G_{K_2}^0}) &\approx -\chi_2^0(-\overline{\chi_2^0}), \\ M_{H_2}^2 &= \frac{\lambda_8}{2}(v_\rho^2 + v_\chi^2) - \frac{1}{\sqrt{2}}f v_\eta \left(\frac{v_\chi}{v_\rho} + \frac{v_\rho}{v_\chi} \right), & H_2^0(\overline{H_2^0}) &\approx \rho_3^0(\overline{\rho_3^0}), \\ M_{G_W}^2 &= 0, & G_W^\pm &= S_\beta \rho_1^\pm - C_\beta \eta_2^\pm, \\ M_H^2 &= \frac{\lambda_9}{2}(v_\eta^2 + v_\rho^2) - \frac{1}{\sqrt{2}}f v_\chi \left(\frac{v_\rho}{v_\eta} + \frac{v_\eta}{v_\rho} \right), & H^\pm &= C_\beta \rho_1^\pm + S_\beta \eta_2^\pm, \end{aligned} \quad (7)$$

Así, el espectro escalar físico se compone de 8 campos de Goldstone correspondientes a 8 campos Gauge ($G_{Z'}, G_Z, G_{K_1}^\pm, G_{K_2}^0(\overline{G_{K_2}^0})$ y G_W^\pm), y 10 campos de Higgs ($A^0, H_3^0, h^0, H^0, H_1^\pm, H_2^0(\overline{H_2^0})$ y H^\pm).

En el espectro escalar físico se identifican dos grupos de bosones de Higgs de acuerdo a la escala de energía de sus masas. El primero (Higgs pesados), con masas al cuadrado del

orden de v_χ^2 , característico de la primera fase de rompimiento de la simetría gauge, contiene los Higgs: $A^0, H_3^0, H^0, H_1^\pm, H_2^0 (\overline{H_2^0})$ y H^\pm , con el subgrupo $\{A^0, H^0, H^\pm\}$ relacionado con los Higgs masivos de un modelo THDM debido a la forma de los acoplos que tienen con los campos gauge y fermiónicos [6],(capítulo 4). El segundo con masa del orden de la escala electrodébil v , formado por el Higgs h^0 , característico de la segunda fase de rompimiento donde intervienen los tripletes del sector de la segunda transición. El bosón h^0 mantiene su escala de energía del orden electrodébil una vez se da el límite de desacople $v_\chi \gg v_\eta, v_\rho$, mientras que los otros bosones de Higgs desacoplan quedando con masa del orden de v_χ únicamente.

CAPÍTULO 4

LAGRANGIANO DE YUKAWA DEL MODELO 331 - SECTOR LIVIANO - I

Se desea verificar la estructura de un modelo THDM en el sector de Yukawa del modelo 331 detalladamente. Una de las motivaciones es la relación que hay entre el sector de Higgs del modelo 331 y el sector no minimal de dos dobletes de Higgs. Por otro lado está el hecho de que una estructura de dos dobletes es encontrada en el límite de bajas energías de otros modelo de partículas más fundamentales.

- Relación entre los sectores escalares de ambos modelos (331 y THDM).

De los tripletes escalares del modelo 331 de la segunda transición, η y ρ , pueden extraerse dos subdobletes $\tilde{\eta}$ y $\tilde{\rho}$, donde

$$\tilde{\eta} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\eta \pm i\zeta_\eta + v_\eta) \\ \eta_2^{\mp} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_1^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\rho \pm i\zeta_\rho + v_\rho) \end{pmatrix}.$$

Además, con las relaciones entre los campos escalares de ambos modelos dadas por:

$$\epsilon_\eta \leftrightarrow \epsilon_1, \zeta_\eta \leftrightarrow -\zeta_1, \eta_2^{\mp} \leftrightarrow -\phi_1^{\mp}, \epsilon_\rho \leftrightarrow \epsilon_2, \zeta_\rho \leftrightarrow \zeta_2 \text{ y } \rho_1^\pm \leftrightarrow \phi_2^\pm,$$

y entre los ángulos de mezcla: $\beta_T \leftrightarrow \beta$ y $\alpha_T \leftrightarrow \alpha$,

(ver (1),(2) y (3) del capítulo 2, y (5),(6) y (7) del capítulo 3), se obtiene

$$\tilde{\eta} \leftrightarrow \tilde{\phi}_1,$$

$$\tilde{\rho} \leftrightarrow \phi_2.$$

Teniendo en cuenta estas asociaciones, puede interpretarse mejor la estructura de dos dobletes de Higgs en el \mathcal{L}_Y del modelo 331. Debe aclararse que en adelante se trabajará sólo con el sector de quarks, la parte leptónica tiene expresiones similares.

El sector liviano del lagrangiano en (4) del capítulo anterior, es decir, teniendo en cuenta

sólo los subdobletes de quarks $\tilde{Q}_L^1 = (u^1, d^1)^T$ y $\tilde{Q}_L^m = (d^m, -u^m)^T$ con $m = 2, 3$, está dado por

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y^{ql} &= \overline{\tilde{Q}_L^1} (h_{u,1i}^\eta u_R^i \tilde{\eta} + h_{d,1i}^\rho d_R^i \tilde{\rho}) \\ &+ \overline{\tilde{Q}_L^m} (h_{u,mi}^\rho u_R^i \tilde{\rho}^* + h_{d,mi}^\eta d_R^i \tilde{\eta}^*) + h.c., \end{aligned} \quad (1)$$

donde los campos primados se refieren a bases electrodébiles como se mencionó en el capítulo anterior.

Reescribiendo (1) en estados físicos escalares se obtiene (ver (5), (6) y (7) del capítulo 3)

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y^{ql} &= (\overline{u'_R} (h_u^{\eta\dagger} S_\beta + h_u^{\rho\dagger} C_\beta) d'_L + \overline{u'_L} (h_d^\rho C_\beta - h_d^\eta S_\beta) d'_R) H^+ \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\overline{u'_L} (h_u^\eta C_\alpha - h_u^\rho S_\alpha) u'_R + \overline{d'_L} (h_d^\rho S_\alpha + h_d^\eta C_\alpha) d'_R \right) H^0 \\ &+ \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\overline{u'_L} (h_u^\eta S_\beta + h_u^\rho C_\beta) u'_R + \overline{d'_L} (h_d^\rho C_\beta - h_d^\eta S_\beta) d'_R \right) A^0 \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\overline{u'_L} (-h_u^\eta S_\alpha - h_u^\rho C_\alpha) u'_R + \overline{d'_L} (h_d^\rho C_\alpha - h_d^\eta S_\alpha) d'_R \right) h^0 \\ &+ (\overline{u'_R} (-h_u^{\eta\dagger} C_\beta + h_u^{\rho\dagger} S_\beta) d'_L + \overline{u'_L} (h_d^\rho S_\beta + h_d^\eta C_\beta) d'_R) G_W^+ \\ &+ \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\overline{u'_L} (-h_u^\eta C_\beta + h_u^\rho S_\beta) u'_R + \overline{d'_L} (h_d^\rho S_\beta + h_d^\eta C_\beta) d'_R \right) G_Z + h.c. \\ -\mathcal{L}_Y^{ql} &= \mathcal{L}_{H^+} + \mathcal{L}_{H^0} + \mathcal{L}_{A^0} + \mathcal{L}_{h^0} + \mathcal{L}_{G_W^+} + \mathcal{L}_{G_Z} + h.c. \end{aligned} \quad (2)$$

donde se han definido las matrices

$$\begin{aligned} h_u^\eta &= \begin{pmatrix} h_{u,11}^\eta & h_{u,12}^\eta & h_{u,13}^\eta \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, h_u^\rho = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ h_{u,21}^\rho & h_{u,22}^\rho & h_{u,23}^\rho \\ h_{u,31}^\rho & h_{u,32}^\rho & h_{u,33}^\rho \end{pmatrix}, \\ h_d^\rho &= \begin{pmatrix} h_{d,11}^\rho & h_{d,12}^\rho & h_{d,13}^\rho \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, h_d^\eta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ h_{d,21}^\eta & h_{d,22}^\eta & h_{d,23}^\eta \\ h_{d,31}^\eta & h_{d,32}^\eta & h_{d,33}^\eta \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

y las bases para up y down como

$$\begin{aligned} u &= (u, c, t)^T, \\ d &= (d, s, b)^T. \end{aligned}$$

Por otro lado, las matrices de masa para los sectores up y down son

$$\begin{aligned} M_u &= \frac{1}{\sqrt{2}} (h_u^\eta v_\eta - h_u^\rho v_\rho) = \frac{v}{\sqrt{2}} (h_u^\eta C_\beta - h_u^\rho S_\beta), \\ M_d &= \frac{1}{\sqrt{2}} (h_d^\rho v_\rho + h_d^\eta v_\eta) = \frac{v}{\sqrt{2}} (h_d^\rho S_\beta + h_d^\eta C_\beta). \end{aligned}$$

Despreciando las mezclas en las matrices de masa entre fermiones livianos y exóticos debido a la jerarquía entre las escalas de energía del modelo 331, es decir, asumiendo que los quarks rotan a autoestados de masa como se muestra en (13),(14),(15) y (16) del capítulo 2, se tiene que la diagonalización de las matrices de masa viene dada por

$$\begin{aligned} M_u^d &= V_{uL}^\dagger M_u V_{uR} \\ &= \frac{v}{\sqrt{2}}(Y_u^\eta C_\beta - Y_u^\rho S_\beta) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} M_d^d &= V_{dL}^\dagger M_d V_{dR} \\ &= \frac{v}{\sqrt{2}}(Y_d^\rho S_\beta + Y_d^\eta C_\beta) \end{aligned} \quad (4)$$

donde $Y_u^\eta = V_{uL}^\dagger h_u^\eta V_{uR}$, $Y_u^\rho = V_{uL}^\dagger h_u^\rho V_{uR}$, $Y_d^\rho = V_{dL}^\dagger h_d^\rho V_{dR}$, y $Y_d^\eta = V_{dL}^\dagger h_d^\eta V_{dR}$.

Cada uno de los términos en (2) puede ser escrito en función de las matrices Y , de esta manera, para encontrar el lagrangiano en función de las matrices de masa diagonal, se tienen 4 formas diferentes en las que se pueden despejar las matrices Y en función de las $M_{u,d}^d$, así

1. Despejando Y_u^η, Y_d^ρ .
2. Despejando Y_u^η, Y_d^η .
3. Despejando Y_u^ρ, Y_d^ρ .
4. Despejando Y_u^ρ, Y_d^η .

donde

$$\begin{aligned} Y_u^\eta &= \frac{\sqrt{2}}{vC_\beta} M_u^d + Y_u^\rho T_\beta, \\ Y_u^\rho &= -\frac{\sqrt{2}}{vS_\beta} M_u^d + Y_u^\eta C t_\beta, \\ Y_d^\rho &= \frac{\sqrt{2}}{vS_\beta} M_d^d - Y_d^\eta C t_\beta, \\ Y_d^\eta &= \frac{\sqrt{2}}{vC_\beta} M_d^d - Y_d^\rho T_\beta. \end{aligned}$$

El lagrangiano (2) en función de las matrices Y y en autoestados propios de masa para los fermiones es

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^{ql} &= (\bar{u}(Y_u^{\eta\dagger}S_\beta + Y_u^{\rho\dagger}C_\beta)\kappa P_L d + \bar{u}\kappa(Y_d^\rho C_\beta - Y_d^\eta S_\beta)P_R d) H^+ \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L(Y_u^\eta C_\alpha - Y_u^\rho S_\alpha)u_R + \bar{d}_L(Y_d^\rho S_\alpha + Y_d^\eta C_\alpha)d_R) H^0 \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L(Y_u^\eta S_\beta + Y_u^\rho C_\beta)u_R + \bar{d}_L(Y_d^\rho C_\beta - Y_d^\eta S_\beta)d_R) A^0 \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L(-Y_u^\eta S_\alpha - Y_u^\rho C_\alpha)u_R + \bar{d}_L(Y_d^\rho C_\alpha - Y_d^\eta S_\alpha)d_R) h^0 \\
&+ (\bar{u}(-Y_u^{\eta\dagger}C_\beta + Y_u^{\rho\dagger}S_\beta)\kappa P_L d + \bar{u}\kappa(Y_d^\rho S_\beta + Y_d^\eta C_\beta)P_R d) G_W^+ \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L(-Y_u^\eta C_\beta + Y_u^\rho S_\beta)u_R + \bar{d}_L(Y_d^\rho S_\beta + Y_d^\eta C_\beta)d_R) G_Z + h.c.
\end{aligned}$$

Se evaluará ahora cada una de las formas para encontrar el lagrangiano en función de las matrices de masa diagonal.

Forma 1.

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^{ql} &= \left[\frac{\sqrt{2}}{v} \bar{u}(T_\beta M_u^d \kappa P_L + C t_\beta \kappa M_d^d P_R) d + \bar{u} \left(\frac{1}{C_\beta} Y_u^{\rho\dagger} \kappa P_L - \frac{1}{S_\beta} \kappa Y_d^\eta P_R \right) d \right] H^+ \\
&+ \left[\frac{1}{v} \left(\frac{C_\alpha}{C_\beta} \bar{u} M_u^d u + \frac{S_\alpha}{S_\beta} \bar{d} M_d^d d \right) - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{C_\beta} \bar{u} Y_u^\rho u + \frac{1}{S_\beta} \bar{d} Y_d^\eta d \right) \right] H^0 \\
&+ \left[\frac{i}{v} (T_\beta \bar{u} M_u^d \gamma_5 u + C t_\beta \bar{d} M_d^d \gamma_5 d) + \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{C_\beta} \bar{u} Y_u^\rho \gamma_5 u - \frac{1}{S_\beta} \bar{d} Y_d^\eta \gamma_5 d \right) \right] A^0 \\
&+ \left[\frac{1}{v} \left(-\frac{S_\alpha}{C_\beta} \bar{u} M_u^d u + \frac{C_\alpha}{S_\beta} \bar{d} M_d^d d \right) - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{C_\beta} \bar{u} Y_u^\rho u + \frac{1}{S_\beta} \bar{d} Y_d^\eta d \right) \right] h^0 \\
&+ \frac{\sqrt{2}}{v} [\bar{u}(\kappa M_d^d P_R - M_u^d \kappa P_L) d] G_W^+ \\
&+ \frac{i}{v} [-\bar{u} M_u^d \gamma_5 u + \bar{d} M_d^d \gamma_5 d] G_Z + h.c.
\end{aligned}$$

Forma 2.

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^{ql} &= \left[\frac{\sqrt{2}}{v} \bar{u}(T_\beta M_u^d \kappa P_L - T_\beta \kappa M_d^d P_R) d + \frac{1}{C_\beta} \bar{u}(Y_u^{\rho\dagger} \kappa P_L + \kappa Y_d^\rho P_R) d \right] H^+ \\
&+ \left[\frac{C_\alpha}{v C_\beta} (\bar{u} M_u^d u + \bar{d} M_d^d d) - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} C_\beta} (\bar{u} Y_u^\rho u - \bar{d} Y_d^\rho d) \right] H^0 \\
&+ \left[\frac{i}{v} (T_\beta \bar{u} M_u^d \gamma_5 u - T_\beta \bar{d} M_d^d \gamma_5 d) + \frac{i}{\sqrt{2} C_\beta} (\bar{u} Y_u^\rho \gamma_5 u + \bar{d} Y_d^\rho \gamma_5 d) \right] A^0 \\
&+ \left[-\frac{S_\alpha}{v C_\beta} (\bar{u} M_u^d u + \bar{d} M_d^d d) - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} C_\beta} (\bar{u} Y_u^\rho u - \bar{d} Y_d^\rho d) \right] h^0 \\
&+ \mathcal{L}_{G_W^+} + \mathcal{L}_{G_Z} + h.c.
\end{aligned}$$

Forma 3.

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_Y^{ql} &= \left[\frac{\sqrt{2}}{v} \bar{u} (-Ct_\beta M_u^d \kappa P_L + Ct_\beta \kappa M_d^d P_R) d + \frac{1}{S_\beta} \bar{u} (Y_u^{\eta\dagger} \kappa P_L - \kappa Y_d^\eta P_R) d \right] H^+ \\
&+ \left[\frac{S_\alpha}{v S_\beta} (\bar{u} M_u^d u + \bar{d} M_d^d d) - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} S_\beta} (\bar{u} Y_u^\eta u + \bar{d} Y_d^\eta d) \right] H^0 \\
&+ \left[\frac{i}{v} (-Ct_\beta \bar{u} M_u^d \gamma_5 u + Ct_\beta \bar{d} M_d^d \gamma_5 d) + \frac{i}{\sqrt{2} S_\beta} (\bar{u} Y_u^\eta \gamma_5 u - \bar{d} Y_d^\eta \gamma_5 d) \right] A^0 \\
&+ \left[\frac{C_\alpha}{v S_\beta} (\bar{u} M_u^d u + \bar{d} M_d^d d) - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} S_\beta} (\bar{u} Y_u^\eta u + \bar{d} Y_d^\eta d) \right] h^0 \\
&+ \mathcal{L}_{G_W^+} + \mathcal{L}_{G_Z} + h.c.
\end{aligned}$$

Forma 4.

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_Y^{ql} &= \left[-\frac{\sqrt{2}}{v} \bar{u} (Ct_\beta M_u^d \kappa P_L + T_\beta \kappa M_d^d P_R) d + \bar{u} \left(\frac{1}{S_\beta} Y_u^{\eta\dagger} \kappa P_L + \frac{1}{C_\beta} \kappa Y_d^\rho P_R \right) d \right] H^+ \\
&+ \left[\frac{1}{v} \left(\frac{S_\alpha}{S_\beta} \bar{u} M_u^d u + \frac{C_\alpha}{C_\beta} \bar{d} M_d^d d \right) - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{S_\beta} \bar{u} Y_u^\eta u - \frac{1}{C_\beta} \bar{d} Y_d^\rho d \right) \right] H^0 \\
&+ \left[-\frac{i}{v} (Ct_\beta \bar{u} M_u^d \gamma_5 u + T_\beta \bar{d} M_d^d \gamma_5 d) + \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{S_\beta} \bar{u} Y_u^\eta \gamma_5 u + \frac{1}{C_\beta} \bar{d} Y_d^\rho \gamma_5 d \right) \right] A^0 \\
&+ \left[\frac{1}{v} \left(\frac{C_\alpha}{S_\beta} \bar{u} M_u^d u - \frac{S_\alpha}{C_\beta} \bar{d} M_d^d d \right) + \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}} \left(-\frac{1}{S_\beta} \bar{u} Y_u^\eta u + \frac{1}{C_\beta} \bar{d} Y_d^\rho d \right) \right] h^0 \\
&+ \mathcal{L}_{G_W^+} + \mathcal{L}_{G_Z} + h.c.
\end{aligned}$$

Se observa la directa relación que hay entre los lagrangianos de las expresiones (23) y (24) del capítulo 2, con los de las formas 3 y 4 de este modelo. Así, el lagrangiano de la forma 3 tiene la estructura de un modelo THDM tipo III forma a , es decir un modelo THDM tipo I más términos que incluyen FCNC, y el de la forma 4 tiene la estructura de un modelo tipo III forma b , o sea un modelo THDM tipo II más términos FCNC. De esta manera los lagrangianos de las formas 1 y 2 pueden relacionarse con los de las formas 3 y 4 pero intercambiando los subdobletes $\tilde{\eta}$ y $\tilde{\rho}$.

Procesos con FCNC son muy raros, y prácticamente son suprimidos a nivel experimental, además el ME verifica este hecho, ya que estos procesos son prácticamente prohibidos a nivel árbol (tanto en el sector leptónico como en el de quarks). Sin embargo, fenómenos observados como la oscilación de neutrinos, que al parecer pueden ser explicados con FCNC e implican violación del número leptónico, muestran que se necesita nueva física para poder esclarecerlos. Por ejemplo, procesos como $t \rightarrow c\gamma$ [11, 12], pueden ser mejor entendidos y estudiados con modelos tipo III de THDM.

La diferencia básica en cuanto a la forma de las expresiones en el sector de Yukawa entre el modelo THDM tipo III, y el sector liviano del modelo 331, que trae naturalmente dos subdobletes escalares, es la que hay en la estructura de las matrices de mezcla, $h_u^{(1)}, h_u^{(2)}, h_d^{(1)}, h_d^{(2)}$ y $h_u^\eta, h_u^\rho, h_d^\eta, h_d^\rho$, que debido a las transformaciones (13), (14), (15) y (16), llevan a las matrices $\widetilde{h_u^{(1)}}, \widetilde{h_u^{(2)}}, \widetilde{h_d^{(1)}}, \widetilde{h_d^{(2)}}$ y $Y_u^\rho, Y_u^\eta, Y_d^\rho, Y_d^\eta$. Por un lado, los primeros conjuntos de matrices, son matrices tipo 3×3 , donde en principio todos sus elementos pueden ser diferentes de cero, en cambio, en el segundo conjunto, se tienen matrices con bloques de ceros, lo que disminuye el número de parámetros en el sector de Yukawa, y es consecuencia directa de las diferentes representaciones de las familias de quarks, lo que da una luz en el problema de la jerarquización de las masas.

CAPÍTULO 5

LAGRANGIANO DE YUKAWA DEL MODELO 331 - SECTOR LIVIANO - II

Se estudian ahora las consecuencias de tener en cuenta la mezcla entre fermiones livianos y exóticos dada en el lagrangiano de Yukawa (4) del capítulo 3 en la base electrodébil.

De acuerdo con este, al evaluar en los VEV del sector escalar (RES), se obtiene una matriz de masa para el sector de quarks tipo up en la base electrodébil $U' = (u'^1, u'^2, u'^3; U'^2, U'^3)^T = (u'; U')^T$, u^i ($i = 1, 2, 3$) indica los quarks up livianos y U^m ($m = 2, 3$) los quarks exóticos tipo up, con la siguiente forma

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h_{u,11}^\eta v_\eta & h_{u,12}^\eta v_\eta & h_{u,13}^\eta v_\eta & h_{U,12}^\eta v_\eta & h_{U,13}^\eta v_\eta \\ -h_{u,21}^\rho v_\rho & -h_{u,22}^\rho v_\rho & -h_{u,23}^\rho v_\rho & -h_{U,22}^\rho v_\rho & -h_{U,23}^\rho v_\rho \\ -h_{u,31}^\rho v_\rho & -h_{u,32}^\rho v_\rho & -h_{u,33}^\rho v_\rho & -h_{U,32}^\rho v_\rho & -h_{U,33}^\rho v_\rho \\ h_{u,21}^\chi v_\chi & h_{u,22}^\chi v_\chi & h_{u,23}^\chi v_\chi & h_{U,22}^\chi v_\chi & h_{U,23}^\chi v_\chi \\ h_{u,31}^\chi v_\chi & h_{u,32}^\chi v_\chi & h_{u,33}^\chi v_\chi & h_{U,32}^\chi v_\chi & h_{U,33}^\chi v_\chi \end{pmatrix},$$

y de forma abreviada

$$M_u = \begin{pmatrix} m_u & j \\ S & m_U \end{pmatrix},$$

donde $m_u = (h_{u,1i}^\eta v_\eta, -h_{u,2i}^\rho v_\rho, -h_{u,3i}^\rho v_\rho)^T$, $j = (h_{U,1m}^\eta v_\eta, -h_{U,2m}^\rho v_\rho, -h_{U,3m}^\rho v_\rho)^T$, $S = (h_{u,2i}^\chi v_\chi, h_{u,3i}^\chi v_\chi)^T$ y $m_U = (h_{U,2m}^\chi v_\chi, h_{U,3m}^\chi v_\chi)^T$.

De tal manera que el término del lagrangiano puede escribirse como

$$\overline{U}'_L M_u U'_R,$$

donde la matriz M_u genera términos de mezcla entre los quarks tipo up.

Inicialmente se piensa en una transformación de la base electrodébil donde no se tiene en cuenta la mezcla entre los fermiones pesados y livianos de la forma

$$\begin{pmatrix} u' \\ U' \end{pmatrix}_{L(R)} = \begin{pmatrix} V_{uL(R)} & 0 \\ 0 & 1_{2 \times 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{U} \end{pmatrix}_{L(R)}, \quad (1)$$

siendo $V_{uL(R)}$ una matriz 3×3 que en principio es la matriz de rotación de quarks up que se menciona en los anteriores capítulos, $1_{2 \times 2}$ se refiere a una matriz identidad 2×2 (se

escoge así debido a que no se conoce la física de los fermiones exóticos) y los bloques donde está el '0' hacen referencia a matrices de ceros (notación que se seguirá en adelante). De esta manera el término de masa del lagrangiano transforma en: $\overline{\tilde{U}}_L \tilde{M}_u \tilde{U}_R$, donde la base de fermiones aún no es la base de autoestados de masa y la matriz \tilde{M}_u está dada por

$$\tilde{M}_u = \begin{pmatrix} \tilde{m}_u & \tilde{j} \\ \tilde{S} & \tilde{m}_U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{uL}^\dagger m_u V_{uR} & V_{uL}^\dagger j \\ S V_{uR} & m_U \end{pmatrix}.$$

Para diagonalizar la matriz de masa y obtener los estados propios de masa de los quarks up, se hace una segunda transformación [13]

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{U} \end{pmatrix}_{L(R)} &= \begin{pmatrix} 1_{3 \times 3} & B_{uL(R)} \\ -B_{uL(R)}^\dagger & 1_{2 \times 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ U \end{pmatrix}_{L(R)}, \\ &= B_{uL(R)} U_{L(R)}, \end{aligned} \quad (2)$$

donde $U = (u; U)^T$ es la base en autoestados de masa y B_u es una matriz 5×5 unitaria, con B_u una matriz 2×3 , tal que

$$M_u^d = B_{uL}^\dagger \tilde{M}_u B_{uR}, \quad (3)$$

donde la matriz M_u^d es una matriz de masa desacoplada, es decir donde el sector liviano y el pesado están separados

$$M_U^d = \begin{pmatrix} m_u^d & 0 \\ 0 & m_U^d \end{pmatrix}.$$

De (3) se obtienen las siguientes expresiones para cada quiralidad

$$(M_u^d)^2 = B_{uL}^\dagger \tilde{M}_u \tilde{M}_u^\dagger B_{uL}, \quad (4)$$

$$(M_u^d)^2 = B_{uR}^\dagger \tilde{M}_u^\dagger \tilde{M}_u B_{uR}. \quad (5)$$

Usando las condiciones de diagonalización (4) y (5) se pueden hallar las relaciones entre las matrices B_u y los términos de masa iniciales. Para la parte izquierda se tiene

$$0 = (\tilde{m}_u^2 + \tilde{j}^2) B_{uL} + (\tilde{m}_u \tilde{S}^\dagger + \tilde{j} m_U^\dagger) - B_{uL} (\tilde{S} \tilde{m}_u^\dagger + m_U \tilde{j}^\dagger) B_{uL} - B_{uL} (m_U^2 + \tilde{S}^2); \quad (6)$$

suponiendo que se puede escribir B_{uL} como una serie de potencias de matrices del orden de v'/v'_χ , con v' el orden de las matrices m_u y j , y v'_χ el orden de las matrices m_U y S ; según (6), la matriz B_{uL} a primer orden es

$$B_{uL} \approx B_{uL}^{(1)} = (\tilde{m}_u \tilde{S}^\dagger + \tilde{j} m_U^\dagger) (m_U^2 + \tilde{S}^2)^{-1}.$$

Para la parte derecha la expresión que se obtiene usando la condición de diagonalización (5) es

$$0 = (\tilde{m}_u^2 + \tilde{S}^2)B_{uR} + (\tilde{m}_u^\dagger \tilde{j} + \tilde{S}^\dagger m_U) - B_{uR}(\tilde{j}^\dagger \tilde{m}_u + m_U^\dagger \tilde{S})B_{uR} - B_{uR}(m_U^2 + \tilde{j}^2); \quad (7)$$

suponiendo a su vez que el orden de magnitud de S es menor que el de m_U , puede expandirse B_{uR} en serie de potencias de matrices de orden S/m_U . De esta manera la expresión para B_{uR} a primer orden en serie de potencias es

$$B_{uR} \approx B_{uR}^{(1)} = (\tilde{m}_u^\dagger \tilde{j} + \tilde{S}^\dagger m_U)(m_U^2 + \tilde{j}^2)^{-1}.$$

Así, de (1) y (2), y con las expresiones halladas para las matrices B_u a primer orden, las transformaciones de las bases de quarks up livianos y exóticos son

$$u'_{L(R)} = V_{uL(R)} u_{L(R)} + V_{uL(R)} B_{uL(R)} U_{L(R)}, \quad (8)$$

$$U'_{L(R)} = -B_{uL(R)}^\dagger u_{L(R)} + U_{L(R)}. \quad (9)$$

Para el caso de los down, la matriz de masa que se encuentra en el lagrangiano de Yukawa en (4) cap.3, una vez se rompe la simetría gauge y en la base electrodébil $D' = (d'^1, d'^2, d'^3; D'^1)^T = (d'; D')^T$ es

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h_{d,11}^\rho v_\rho & h_{d,12}^\rho v_\rho & h_{d,13}^\rho v_\rho & h_{D,11}^\rho v_\rho \\ h_{d,21}^\eta v_\eta & h_{d,22}^\eta v_\eta & h_{d,23}^\eta v_\eta & h_{D,21}^\eta v_\eta \\ h_{d,31}^\eta v_\eta & h_{d,32}^\eta v_\eta & h_{d,33}^\eta v_\eta & h_{D,31}^\eta v_\eta \\ h_{d,11}^\chi v_\chi & h_{d,12}^\chi v_\chi & h_{d,13}^\chi v_\chi & h_{D,11}^\chi v_\chi \end{pmatrix},$$

o de forma abreviada

$$M_d = \begin{pmatrix} m_d & n \\ N & m_D \end{pmatrix},$$

con $m_d = (h_{d,1i}^\rho v_\rho, h_{d,2i}^\eta v_\eta, h_{d,3i}^\eta v_\eta)^T$, $n = (h_{U,11}^\rho v_\rho, h_{U,21}^\eta v_\eta, h_{U,31}^\eta v_\eta)^T$,

$N = (h_{d,1i}^\chi v_\chi)$ y $m_D = (h_{D,11}^\chi v_\chi)$, donde se observa una clara mezcla entre quarks down livianos (d') y exóticos (D^1).

Para diagonalizar la matriz de masa y encontrar los autoestados de masa de los fermiones, se realiza un procedimiento similar al de los quarks up. Una vez hecha la primera transformación para la base de quarks down, donde intervienen las matrices $V_{dL(R)}$, se propone una segunda transformación unitaria que desacople las dos escalas de energía de la forma

$$B_{dL(R)} = \begin{pmatrix} 1_{3 \times 3} & B_{dL(R)} \\ -B_{dL(R)}^\dagger & 1_{1 \times 1} \end{pmatrix},$$

tal que

$$M_d^d = B_{dL}^\dagger \tilde{M}_d B_{dR}, \quad (10)$$

donde M_d^d es una matriz de masa desacoplada con respecto a la escala de energía eletrodébil y a la escala de energía de orden v_χ , y \tilde{M}_d es una matriz resultado de aplicar la primera transformación donde no se tiene en cuenta la mezcla entre fermiones livianos y pesados

$$\tilde{M}_d = \begin{pmatrix} \tilde{m}_d & \tilde{n} \\ \tilde{N} & \tilde{m}_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{dL}^\dagger m_d V_{dR} & V_{dL}^\dagger n \\ N V_{dR} & m_D \end{pmatrix}.$$

De (10) se encuentra

$$(M_d^d)^2 = B_{dL}^\dagger \tilde{M}_d \tilde{M}_d^\dagger B_{dL}, \quad (11)$$

$$(M_d^d)^2 = B_{dR}^\dagger \tilde{M}_d^\dagger \tilde{M}_d B_{dR}. \quad (12)$$

Así, para la parte izquierda y con la condición de diagonalización (11) se tiene

$$0 = (\tilde{m}_d^2 + \tilde{n}^2) B_{dL} + (\tilde{m}_d \tilde{N}^\dagger + \tilde{n} m_D^\dagger) - B_{dL} (\tilde{N} \tilde{m}_d^\dagger + m_D \tilde{n}^\dagger) B_{dL} - B_{dL} (m_D^2 + \tilde{N}^2),$$

y suponiendo a B_{dL} escrita como una serie de potencias de matrices de orden v''/v_χ'' , con v'' el orden de magnitud de las matrices m_d y n , y v_χ'' el orden de magnitud de las matrices m_D y N , se obtiene a primer orden

$$B_{dL} \approx B_{dL}^{(1)} = (\tilde{m}_d \tilde{N}^\dagger + \tilde{n} m_D^\dagger) (m_D^2 + \tilde{N}^2)^{-1}.$$

De la misma manera para B_{dR} con (12)

$$B_{dR} \approx B_{dR}^{(1)} = (\tilde{m}_d^\dagger \tilde{n} + \tilde{N}^\dagger m_D) (m_D^2 + \tilde{n}^2)^{-1},$$

donde se ha supuesto que el orden de la matriz N es menor que el de la matriz m_D .

Luego, las transformaciones para la base de los quarks tipo down son

$$\begin{pmatrix} d' \\ D' \end{pmatrix}_{L(R)} = \begin{pmatrix} V_{dL(R)} & 0 \\ 0 & 1_{1 \times 1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1_{3 \times 3} & B_{dL(R)} \\ -B_{dL(R)}^\dagger & 1_{1 \times 1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{D} \end{pmatrix}_{L(R)},$$

$$d'_{L(R)} = V_{dL(R)} d_{L(R)} + V_{dL(R)} B_{dL(R)} D_{L(R)}, \quad (13)$$

$$D'_{L(R)} = -B_{dL(R)}^\dagger d_{L(R)} + D_{L(R)}, \quad (14)$$

donde en general las matrices $B_{dL(R)}$ son las halladas en función de los términos de masa iniciales.

Las transformaciones (8), (9), (13) y (14), son el producto de desacoplar las dos escalas de energía en las matrices de masa. El acople inicial de los fermiones livianos y exóticos, cambia los términos de masa de las partículas con respecto a los términos que se obtienen en un modelo donde no se tiene en cuenta esta mezcla de fermiones (capítulo 4). Así, el lagrangiano de Yukawa en estados físicos, será muy diferente si se usan las rotaciones mencionadas, a si se rotan las partículas con (13), (14), (15) y (16) del cap. 2 donde se obtienen lagrangianos tipo THDM en el sector liviano.

Del lagrangiano de Yukawa (4) del capítulo 3, utilizando las transformaciones (8), (9), (13) y (14) para los quarks, y en estados físicos de los campos escalares con las relaciones (5), (6) y (7) del capítulo 3, se encuentran las siguientes expresiones para el sector neutro escalar acoplado con quarks livianos. En primer lugar para el sector up, se encuentran dos posibles formas del lagrangiano dependiendo de cómo se despeje para obtener la matriz de masa \tilde{m}_u , sabiendo que esta es la misma matriz M_u^d del capítulo 4, escrita en (3) cap. 4 como la suma de dos matrices de mezcla, Y_u^η y Y_u^ρ . Así, despejando Y_u^η

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_{Y^{-1}}^{uuH} &= i\overline{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{E}_1 S_\beta + \mathbf{F}_1 C_\beta) + \frac{1}{v} T_\beta B_{uL} \tilde{S} + \frac{1}{v} T_\beta m_u^d + \frac{1}{\sqrt{2} C_\beta} Y_u^\rho \right] u_R A^0 \\
&+ i\overline{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(-\mathbf{E}_1 C_\beta + \mathbf{F}_1 S_\beta) - \frac{1}{v} B_{uL} \tilde{S} - \frac{1}{v} m_u^d \right] u_R G_Z \\
&+ \overline{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(-\mathbf{F}_1 S_\alpha + \mathbf{E}_1 C_\alpha) + \frac{C_\alpha}{v C_\beta} B_{uL} \tilde{S} + \frac{C_\alpha}{v C_\beta} m_u^d - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} C_\beta} Y_u^\rho \right] u_R H^0 \\
&+ \overline{u}_L \left[-\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{F}_1 C_\alpha + \mathbf{E}_1 S_\alpha) - \frac{S_\alpha}{v C_\beta} B_{uL} \tilde{S} - \frac{S_\alpha}{v C_\beta} m_u^d - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} C_\beta} Y_u^\rho \right] u_R h^0 \\
&+ \overline{u}_L \left[\mathbf{V}_1 \overline{G_{K_2}^0} + \mathbf{G}_1 G_{K_2}^0 + \mathbf{I}_1 H_2^0 + \mathbf{Z}_1 \overline{H_2^0} + (\mathbf{H}_1 + \mathbf{Y}_1) H_3^0 + i(\mathbf{H}_1 + \mathbf{Y}_1) \overline{G_{Z'}^0} \right] u_R \\
&+ h.c., \tag{15}
\end{aligned}$$

y despejando Y_u^ρ

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_{Y-2}^{uuH} &= i\bar{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(E_1 S_\beta + F_1 C_\beta) - \frac{1}{v} C t_\beta B_{uL} \tilde{S} - \frac{1}{v} C t_\beta m_u^d + \frac{1}{\sqrt{2} S_\beta} Y_u^\eta \right] u_R A^0 \\
&+ i\bar{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(-E_1 C_\beta + F_1 S_\beta) - \frac{1}{v} B_{uL} \tilde{S} - \frac{1}{v} m_u^d \right] u_R G_Z \\
&+ \bar{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(-F_1 S_\alpha + E_1 C_\alpha) + \frac{S_\alpha}{v S_\beta} B_{uL} \tilde{S} + \frac{S_\alpha}{v S_\beta} m_u^d - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} S_\beta} Y_u^\eta \right] u_R H^0 \\
&+ \bar{u}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(F_1 C_\alpha + E_1 S_\alpha) + \frac{C_\alpha}{v S_\beta} B_{uL} \tilde{S} - \frac{C_\alpha}{v S_\beta} m_u^d - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} S_\beta} Y_u^\eta \right] u_R h^0 \\
&+ \bar{u}_L \left[V_1 \overline{G_{K_2}^0} + G_1 G_{K_2}^0 + I_1 H_2^0 + Z_1 \overline{H_2^0} + (H_1 + Y_1) H_3^0 + i(H_1 + Y_1) \overline{G_{Z'}^0} \right] u_R \\
&+ h.c., \tag{16}
\end{aligned}$$

Para el sector down, con \tilde{m}_d relacionada con M_d^d de (4) del capítulo 4, se encuentran evidentemente dos formas del lagrangiano. La primera, despejando Y_d^ρ , es

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_{Y-1}^{ddH} &= i\bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 C_\beta - R_1 S_\beta) + \frac{1}{v} C t_\beta B_{dL} \tilde{N} + \frac{1}{v} C t_\beta m_d^d - \frac{1}{\sqrt{2} S_\beta} Y_d^\eta \right] d_R A^0 \\
&+ i\bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 S_\beta + R_1 C_\beta) + \frac{1}{v} B_{dL} \tilde{N} + \frac{1}{v} m_d^d \right] d_R G_Z \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 S_\alpha + R_1 C_\alpha) + \frac{S_\alpha}{v S_\beta} B_{dL} \tilde{N} + \frac{S_\alpha}{v S_\beta} m_d^d - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} S_\beta} Y_d^\eta \right] d_R H^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 C_\alpha - R_1 S_\alpha) + \frac{C_\alpha}{v S_\beta} B_{dL} \tilde{N} + \frac{C_\alpha}{v S_\beta} m_d^d - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} S_\beta} Y_d^\eta \right] d_R h^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[-(Q_1 + U_1) G_{K_2}^0 + (W_1 + N_1) H_2^0 + (X_1 + O_1) H_3^0 - i(X_1 + O_1) G_{Z'}^0 \right] d_R \\
&+ h.c., \tag{17}
\end{aligned}$$

Y la segunda, despejando Y_d^η , es

$$\begin{aligned}
- \mathcal{L}_{Y-2}^{ddH} &= i\bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 C_\beta - R_1 S_\beta) - \frac{1}{v} T_\beta B_{dL} \tilde{N} - \frac{1}{v} T_\beta m_d^d + \frac{1}{\sqrt{2} C_\beta} Y_d^\rho \right] d_R A^0 \\
&+ i\bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 S_\beta + R_1 C_\beta) + \frac{1}{v} B_{dL} \tilde{N} + \frac{1}{v} m_d^d \right] d_R G_Z \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 S_\alpha + R_1 C_\alpha) + \frac{C_\alpha}{v C_\beta} B_{dL} \tilde{N} + \frac{C_\alpha}{v C_\beta} m_d^d + \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} C_\beta} Y_d^\rho \right] d_R H^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(P_1 C_\alpha - R_1 S_\alpha) - \frac{S_\alpha}{v C_\beta} B_{dL} \tilde{N} - \frac{S_\alpha}{v C_\beta} m_d^d + \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2} C_\beta} Y_d^\rho \right] d_R h^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[-(Q_1 + U_1) G_{K_2}^0 + (W_1 + N_1) H_2^0 + (X_1 + O_1) H_3^0 - i(X_1 + O_1) G_{Z'}^0 \right] d_R \\
&+ h.c., \tag{18}
\end{aligned}$$

donde se ha tenido en cuenta que $m_u^d = \tilde{m}_u - B_{uL}\tilde{S}$ y $m_d^d = \tilde{m}_d - B_{dL}\tilde{N}$, y se han definido las siguientes matrices

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_1 &= -V_{uL}^\dagger h_U^\eta B_{uR}^\dagger, & \mathbf{I}_1 &= -B_{uL} h_u^{m\rho} V_{uR}, & \mathbf{P}_1 &= -V_{dL}^\dagger h_D^{1\rho} B_{dR}^\dagger, & \mathbf{W}_1 &= B_{dL} h_D^\rho B_{dR}^\dagger, \\
\mathbf{F}_1 &= -V_{uL}^\dagger h_U^{1\rho} B_{uR}^\dagger, & \mathbf{V}_1 &= V_{uL}^\dagger h_u^{1\rho} V_{uR}, & \mathbf{R}_1 &= -V_{dL}^\dagger h_D^\eta B_{dR}^\dagger, & \mathbf{X}_1 &= B_{dL} h_D^\chi B_{dR}^\dagger, \\
\mathbf{G}_1 &= -V_{uL}^\dagger h_U^\chi B_{uR}^\dagger, & \mathbf{Y}_1 &= B_{uL} h_U^\chi B_{uR}^\dagger, & \mathbf{Q}_1 &= -V_{dL}^\dagger h_D^{1\rho} B_{dR}^\dagger, & \mathbf{N}_1 &= -B_{dL} h_d^{1\rho} V_{dR}^\dagger, \\
\mathbf{H}_1 &= -B_{uL} h_u^\chi V_{uR}, & \mathbf{Z}_1 &= B_{uL} h_U^\rho B_{uR}^\dagger, & \mathbf{U}_1 &= V_{dL}^\dagger h_d^{1\rho} V_{dR}, & \mathbf{O}_1 &= -B_{dL} h_d^\chi V_{dR}^\dagger,
\end{aligned} \tag{19}$$

con

$$\begin{aligned}
h_U^\eta &= \begin{pmatrix} h_{U,12}^\eta & h_{U,13}^\eta \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, h_U^{1\rho} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ h_{U,22}^\rho & h_{U,23}^\rho \\ h_{U,32}^\rho & h_{U,33}^\rho \end{pmatrix}, h_U^\chi = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ h_{U,22}^\chi & h_{U,23}^\chi \\ h_{U,32}^\chi & h_{U,33}^\chi \end{pmatrix}, \\
h_u^\chi &= \begin{pmatrix} h_{u,21}^\chi & h_{u,22}^\chi & h_{u,23}^\chi \\ h_{u,31}^\chi & h_{u,32}^\chi & h_{u,33}^\chi \end{pmatrix}, h_u^{m\rho} = \begin{pmatrix} h_{u,21}^\rho & h_{u,22}^\rho & h_{u,23}^\rho \\ h_{u,31}^\rho & h_{u,32}^\rho & h_{u,33}^\rho \end{pmatrix}, h_u^{1\rho} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ h_{u,21}^\rho & h_{u,22}^\rho & h_{u,23}^\rho \\ h_{u,31}^\rho & h_{u,32}^\rho & h_{u,33}^\rho \end{pmatrix}, \\
h_U^\rho &= \begin{pmatrix} h_{U,22}^\rho & h_{U,23}^\rho \\ h_{U,32}^\rho & h_{U,33}^\rho \end{pmatrix}, h_U^\chi = \begin{pmatrix} h_{U,22}^\chi & h_{U,23}^\chi \\ h_{U,32}^\chi & h_{U,33}^\chi \end{pmatrix}, \\
h_D^{1\rho} &= \begin{pmatrix} h_{D,11}^{1\rho} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, h_D^\eta = \begin{pmatrix} 0 \\ h_{D,21}^\eta \\ h_{D,31}^\eta \end{pmatrix}, h_D^\chi = \begin{pmatrix} h_{D,11}^\chi \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \\
h_d^{1\rho} &= (h_{d,11}^{1\rho} \ h_{d,12}^{1\rho} \ h_{d,13}^{1\rho}), h_d^\chi = (h_{d,11}^\chi \ h_{d,12}^\chi \ h_{d,13}^\chi), h_D^\chi = (h_{D,11}^\chi), \\
h_D^\rho &= (h_{D,11}^\rho), h_d^{1\rho} = \begin{pmatrix} h_{d,11}^{1\rho} & h_{d,12}^{1\rho} & h_{d,13}^{1\rho} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

Los lagrangianos dados en las expresiones (15) y (16), se relacionan con las formas del lagrangiano de Yukawa 1 y 3 del capítulo 4 respectivamente (sector up acoplado con escalares neutros), adicionalmente tiene términos de acoplamiento con Higgs pesados del modelo 331. Sucede algo similar para el sector down.

Por otro lado, se consiguen expresiones similares para el sector cargado, es decir, términos comparables con la estructura de un modelo de dos dobletes escalares tipo III, más términos que involucran Higgs pesados del modelo 331.

Se observa una estructura de THDM en el sector de Yukawa, que es la misma estructura que se encuentra en los lagrangianos del capítulo 4, aún cuando se han considerado las mezclas entre los fermiones livianos y exóticos debido al esquema RES del modelo 331.

En el límite de desacoplamiento de las dos escalas de energía del modelo, $|v| \ll |v_\chi|$, las matrices definidas en (19) que evidencian FCNC, desaparecen, y las expresiones en (15), (16), (17) y (18) se tornan como en el capítulo 4.

Sin embargo, es posible resumar todos los términos que contienen FCNC en los lagrangianos, y obtener así una estructura tipo THDM tipo III para el sector de fermiones livianos, así

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-1}^u &= i\bar{u}_L \left[\frac{1}{v} T_\beta m_u^d + \frac{1}{\sqrt{2}C_\beta} Y_u^{\rho 1} \right] u_R A^0 \\
&+ \bar{u}_L \left[\frac{C_\alpha}{v C_\beta} m_u^d - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}C_\beta} Y_u^{\rho 2} \right] u_R H^0 \\
&+ \bar{u}_L \left[-\frac{S_\alpha}{v C_\beta} m_u^d - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}C_\beta} Y_u^{\rho 3} \right] u_R h^0 \\
&+ \bar{u} \left[\frac{\sqrt{2}}{v} T_\beta m_u^d \kappa P_L + \frac{1}{C_\beta} Y_u^{\rho 4} \kappa P_L \right] dH^+ \\
&+ h.c.,
\end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-2}^u &= i\bar{u}_L \left[-\frac{1}{v} C t_\beta m_u^d + \frac{1}{\sqrt{2}S_\beta} Y_u^{\eta 1} \right] u_R A^0 \\
&+ \bar{u}_L \left[\frac{S_\alpha}{v S_\beta} m_u^d - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}S_\beta} Y_u^{\eta 2} \right] u_R H^0 \\
&+ \bar{u}_L \left[\frac{C_\alpha}{v S_\beta} m_u^d - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}S_\beta} Y_u^{\eta 3} \right] u_R h^0 \\
&+ \bar{u} \left[-\frac{\sqrt{2}}{v} C t_\beta m_u^d \kappa P_L + \frac{1}{S_\beta} Y_u^{\eta 4} \kappa P_L \right] dH^+ \\
&+ h.c.,
\end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-1}^d &= i\bar{d}_L \left[\frac{1}{v} C t_\beta m_d^d - \frac{1}{\sqrt{2}S_\beta} Y_d^{\eta 1} \right] d_R A^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{S_\alpha}{v S_\beta} m_d^d - \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}S_\beta} Y_d^{\eta 2} \right] d_R H^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{C_\alpha}{v S_\beta} m_d^d - \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}S_\beta} Y_d^{\eta 3} \right] d_R h^0 \\
&+ \bar{u} \left[\frac{\sqrt{2}}{v} C t_\beta \kappa m_d^d P_R - \frac{1}{S_\beta} \kappa Y_d^{\eta 4} P_R \right] dH^+ \\
&+ h.c.,
\end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{Y-2}^d &= i\bar{d}_L \left[-\frac{1}{v}T_\beta m_d^d + \frac{1}{\sqrt{2}C_\beta}Y_d^{\rho 1} \right] d_R A^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[\frac{C_\alpha}{vC_\beta}m_d^d + \frac{S_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}C_\beta}Y_d^{\rho 2} \right] d_R H^0 \\
&+ \bar{d}_L \left[-\frac{S_\alpha}{vC_\beta}m_d^d + \frac{C_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}C_\beta}Y_d^{\rho 3} \right] d_R h^0 \\
&+ \bar{u} \left[-\frac{\sqrt{2}}{v}T_\beta \kappa m_d^d P_R - \frac{1}{C_\beta}\kappa Y_d^{\rho 4} P_R \right] dH^+ \\
&+ h.c,
\end{aligned} \tag{23}$$

donde no se tuvieron en cuenta los acoplamientos con Higgs pesados del modelo 331, ni los acoplamientos con bosones Goldstones, esto debido a que se quiso observar exclusivamente la estructura de los acoplamientos de los fermiones livianos con Higgs asociados al modelo THDM. Además se incluyó el sector cargado.

Las matrices tipo Y_u^{ρ, η^i} y Y_d^{ρ, η^i} , traen todos los términos que contienen FCNC, es decir, incluyen todos los términos asociados con las matrices dadas en (19).

CAPÍTULO 6

PRODUCCIÓN DE HIGGS CARGADOS EN EL LHC

Se estudia la producción de bosones de Higgs cargados en el modelo 331 teniendo en cuenta únicamente los procesos donde se obtienen pares de Higgs cargados. Se utilizó el paquete MadGraph/MadEvent [14] para la generación de los eventos y la obtención de los diagramas de Feynman involucrados en cada proceso, y el programa FeynRules [18] para el cálculo de los vértices del modelo que se incorporaron en MadGraph/MadEvent. Se escogió una escala de renormalización igual a la masa del bosón Z_p y se utilizaron las funciones de estructura CTEQ6L.

Se asume una estructura en el lagrangiano de Yukawa como la del modelo THDM tipo II en el sector de fermiones livianos. Para los acoplamientos con el Higgs H_1^\pm se usa el lagrangiano de Yukawa del modelo 331 dado en la expresión (4) del capítulo 3, sin tener en cuenta las mezclas entre fermiones livianos y exóticos, y las transformaciones (13), (14), (15) y (16) del capítulo 2 y (7) del capítulo 3, obteniendo la siguiente expresión

$$\mathcal{L}_Y^{H_1^\pm} \approx \overline{D}_L^i \frac{g_L m_{u,i}}{\sqrt{2} M_W C_\beta} u_R^i H_1^- + \overline{U}_L^{(2,3)} \frac{g_L m_{d,i}}{\sqrt{2} M_W C_\beta} d_R^i H_1^+,$$

donde i indica la familia.

En la figura 6.1 se observa que la sección eficaz disminuye a medida que aumenta la masa del Higgs, como se ha obtenido en la bibliografía estudiando procesos de producción de Higgs cargados del modelo THDM [15, 16, 17]. Las curvas para cada valor de M_{Z_p} tienen un aumento para ciertos valores de la masa del Higgs, donde predomina el canal que involucra el bosón Z_p a través de procesos tipo Drell-Yan. Además, este aumento cesa aproximadamente cuando la masa del Higgs es la mitad de la masa del bosón neutro Z_p . En la figura 6.2 se obtiene un comportamiento similar al de la figura 6.1, salvo que la contribución del canal es mucho mayor debido a que se utilizó un valor de $T_\beta = 10$. El canal tipo Drell-Yan con el bosón Z_p marca la diferencia con respecto al modelo THDM,

como se puede observar comparando las diferentes curvas de las figuras 6.1 y 6.2.

La sección eficaz en función de la masa del Higgs del modelo 331 H_1^\pm , para el proceso $pp \rightarrow H_1^+ H_1^-$, se observa en la figura 6.3. El perfil de las curvas es similar al de las obtenidas en el proceso con Higgs H^\pm . El aporte del canal-t que proviene de las interacciones de Yukawa es prácticamente nulo; de esta manera las contribuciones provienen prácticamente de los canales con bosones gauge neutros.

Los diagramas de Feynman que aportan a la sección eficaz de cada proceso se muestra en los Anexos.

Por otro lado es importante anotar que se usó un rango para el valor de la masa del bosón Z_p de acuerdo a datos experimentales [19], donde se impone una cota inferior para M_{Z_p} de alrededor de 1800 GeV.

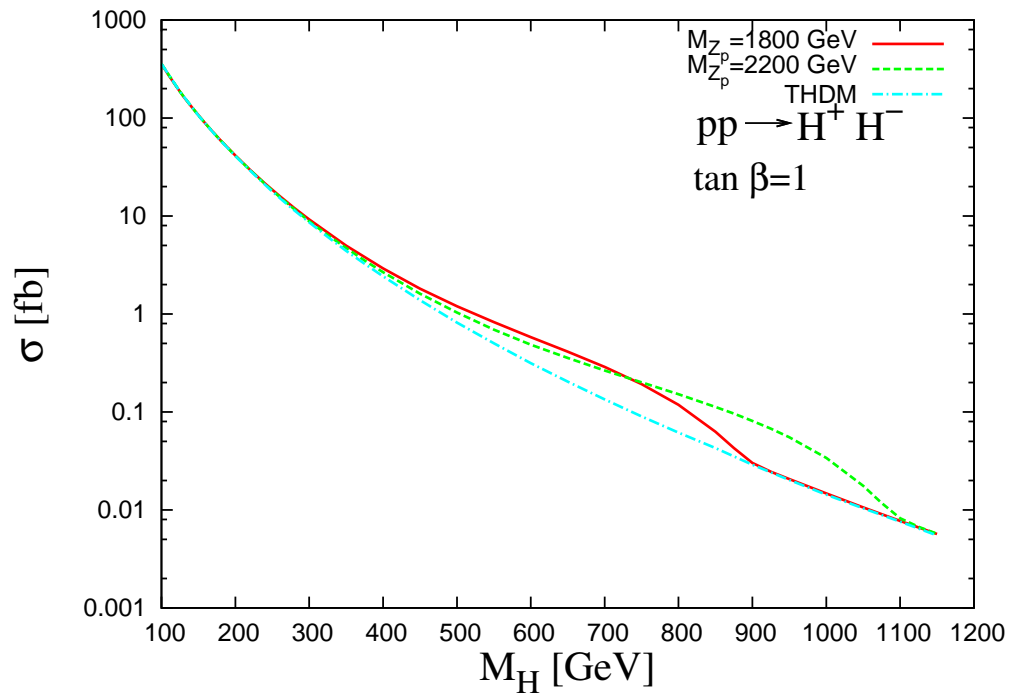


Figura 6.1: Sección eficaz de la producción de pares de Higgs cargados (H^\pm) en el LHC a una energía del centro de masa de 14 TeV en función de la masa del Higgs, para diferentes valores de la masa del bosón Z_p y con $T_\beta = 1$.

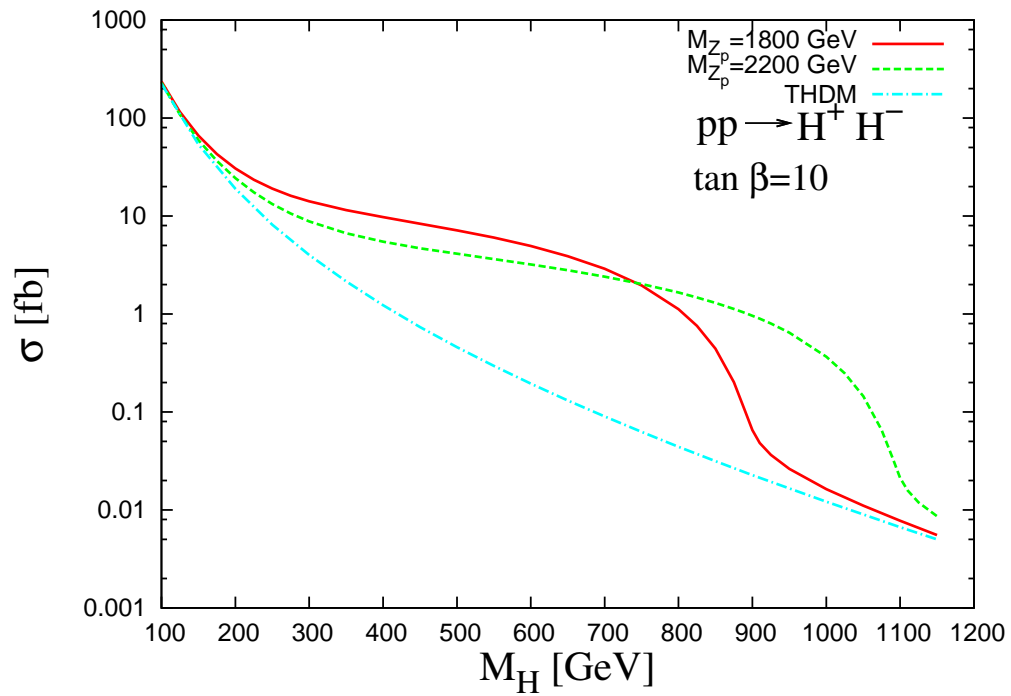


Figura 6.2: Sección eficaz de la producción de pares de Higgs cargados (H^\pm) en el LHC a una energía del centro de masa de 14 TeV en función de la masa del Higgs, para diferentes valores de la masa del bosón Z_p y con $T_\beta = 10$.

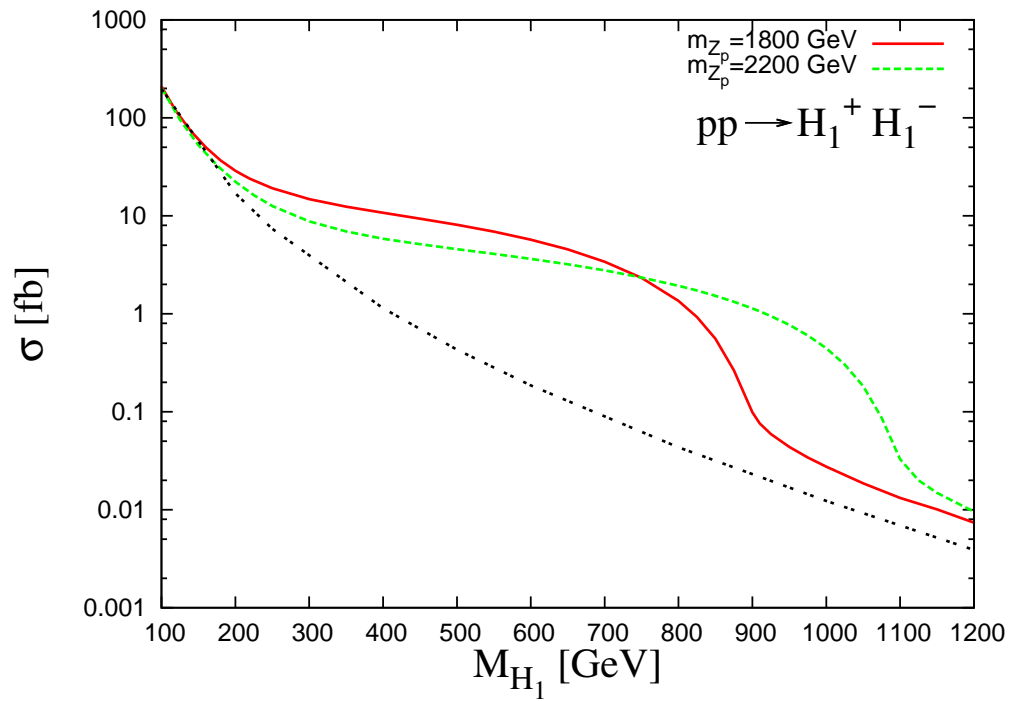


Figura 6.3: Sección eficaz de la producción de pares de Higgs cargados (H_1^\pm) en el LHC a una energía del centro de masa de 14 TeV en función de la masa del Higgs, para diferentes valores de la masa del bosón Z_p . La línea punteada representa la sección eficaz sin la contribución del canal Drell-Yan que involucra el bosón Z_p .

CAPÍTULO 7

CONCLUSIONES

Se encuentra una estructura clara de un modelo THDM tipo III en el sector de Yukawa del modelo 331 para el sector de fermiones livianos del ME, comprobando que puede obtenerse el modelo tipo I y II de THDM a partir del lagrangiano tipo III obtenido en el capítulo 4, donde no se tiene en cuenta la mezcla entre fermiones livianos y exóticos. Sin embargo las distintas representaciones de los tripletes de quarks del modelo 331, generan un cambio en el signo de las matrices que producen FCNC en comparación con las del modelo THDM. Por otro lado, al tener en cuenta la mezcla entre quarks del ME y los exóticos del modelo 331, se obtienen términos extra que generan FCNC; logrando también así una estructura semejante a la del modelo con Dos Dobletes en el sector escalar. Sin embargo en este caso se obtienen acoples con Higgs pesados del modelo 331 que se eliminan en el límite de desacople.

Finalmente al estudiar procesos de producción de Higgs cargados del modelo 331 en el LHC, se verifica el perfil obtenido por la literatura de las curvas que describen la sección eficaz en función de la masa del Higgs, en este caso se realizó el estudio con valores de la masa del bosón Z_p que exceden el límite inferior impuesto por datos experimentales (ATLAS) [20]. Además se encuentra que al aumentar el valor de T_β aumenta la contribución del canal que involucra Z_p hasta en 10fb.

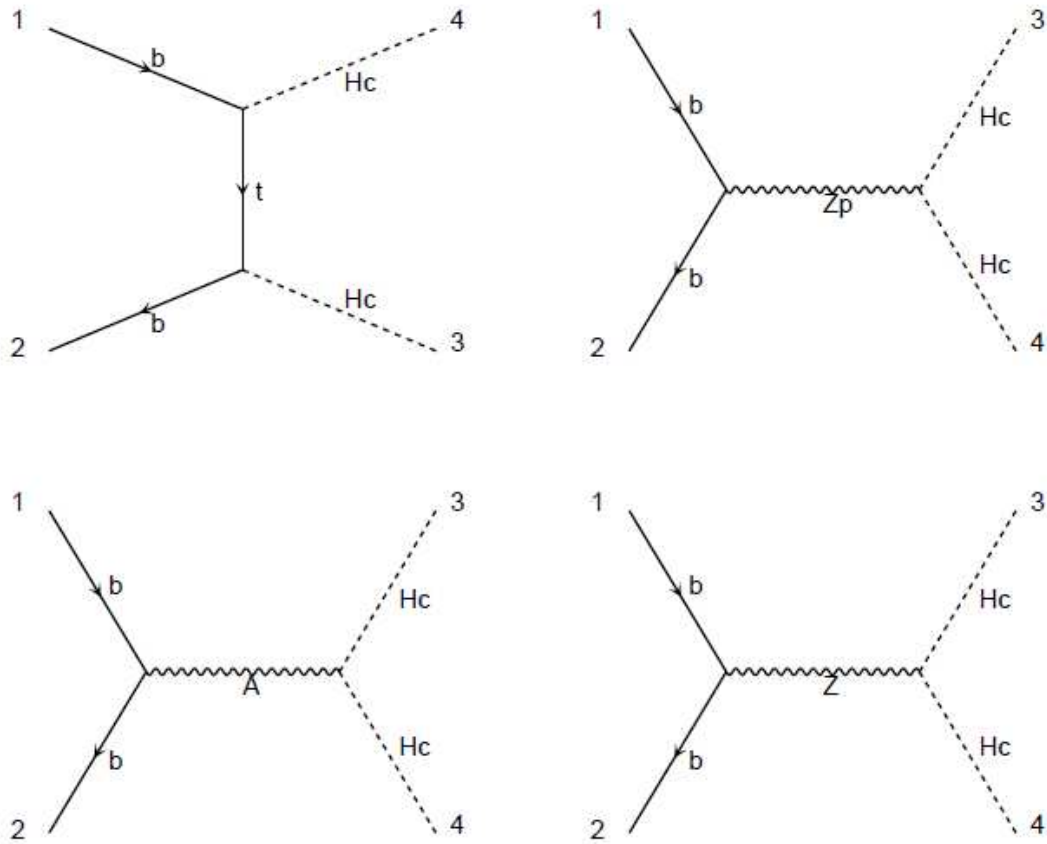
Específicamente para el caso de los bosones pesados H_1^\pm , se encuentra un aumento de la sección eficaz para valores de la masa del Higgs que van desde los 150 GeV (aproximadamente) hasta un valor igual a la mitad de la masa del bosón Z_p , y para el caso de los Higgs cargados H^\pm , aunque se observa un perfil similar, el aumento dependerá del valor de T_β .

BIBLIOGRAFÍA

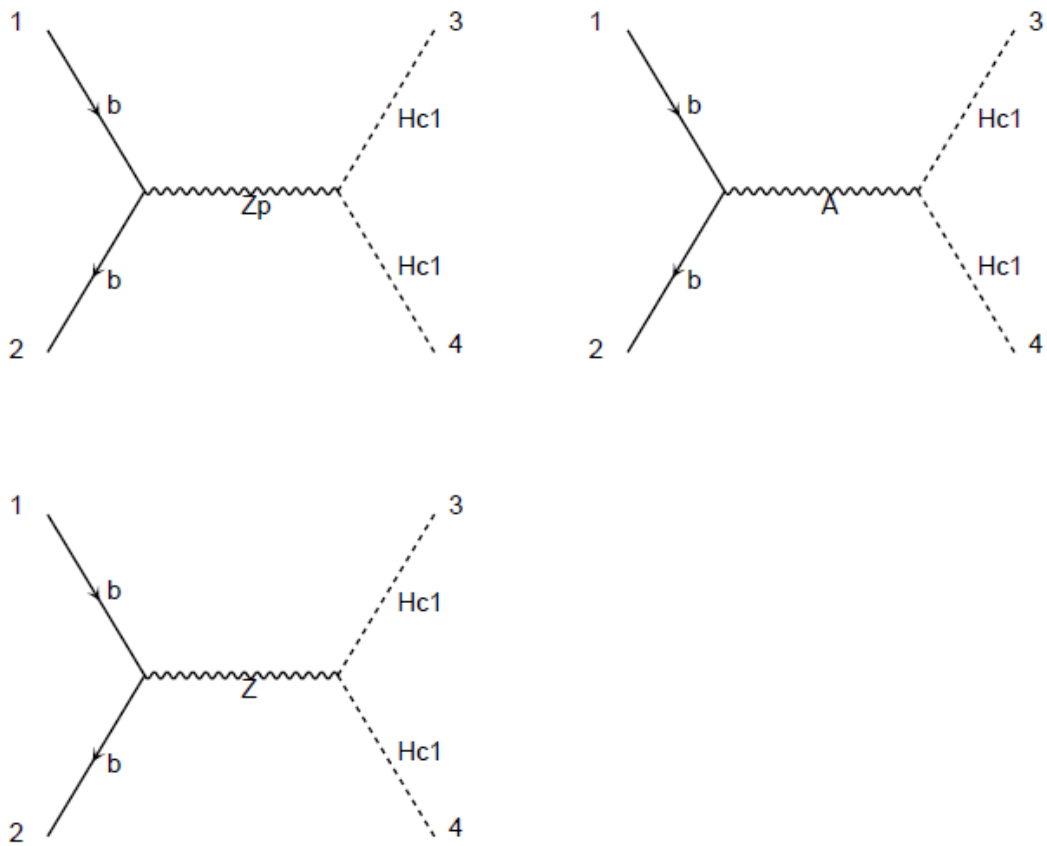
- [1] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1977) 1285.
- [2] R.A. Díaz, Phenomenological Analysis of the Two Higgs Doublet Model (2002), [arXiv: hep-ph/0212237].
- [3] Glashow and S. Weinberg, Phys. Rev. D15 (1977) 1958.
- [4] D. Atwood, L. Reina and A. Soni, Phys. Rev. D55 (1997) 3156, [arXiv: hep-ph/9609279].
- [5] María Kawczyk, Acta Phys. Polon. B33 (2002) 2621, [arXiv: hep-ph/0208076].
- [6] F. Ochoa. Construcción y estudio fenomenológico de los modelos 331. Tesis doctoral, (2007) Universidad Nacional de Colombia.
- [7] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D46 (1992) 410, [arXiv: hep-ph/9206242v1].
- [8] P.H. Frampton, Phys. Rev. Lett69 (1992) 2889.
- [9] R. Foot, H.N. Long and T.A. Tran, Phys. Rev. D50 (1994) R34.
- [10] R.A. Díaz, R. Martínez, F. Ochoa, Phys. Rev. D69 (2004) 095009.
- [11] I. Baum, G. Eilam and S. Bar-Shalom, Phys. Rev. D77 (2008) 113008, [arXiv: hep-ph/0802.2622v2].
- [12] A. Arhrib, Phys. Rev. D72 (2005) 075016, [arXiv: hep-ph/0510107v2].
- [13] W. Grimus and L. Lavoura, JHEP 0011 (2000) 042, [arXiv: hep-ph/0008179v2].
- [14] F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP 0302 (2003) 027, [arXiv: hep-ph/0208156].
- [15] Oliver B, Terrance F, Phys. Rev. D77 (2008) 055004.
- [16] C-X Yue, Y-Q Di, Nucl. Phys. B55 (2006) 762.

- [17] A. Ales, E. Ramirez, A. Días, [arXiv: 1105.4849v1].
- [18] N. Christensen1, P. Aquino, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, M. Herquet, F. Maltoni, S. Schumann, Eur. Phys. J. C71 (2011) 1541.
- [19] S. Viel, for the ATLAS Collaboration, Search for high-mass dilepton resonances with the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 7$ TeV, [arXiv: hep-ex/1111.2360].

ANEXOS



Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $pp \rightarrow H^+H^-$ en el LHC a 14 TeV. Así mismo se tiene para $u\bar{u} \rightarrow H^+H^-$, $c\bar{c} \rightarrow H^+H^-$, $d\bar{d} \rightarrow H^+H^-$ y $s\bar{s} \rightarrow H^+H^-$, salvo por la contribución de las interacciones de Yukawa, que es nula en estos casos.



Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $pp \rightarrow H_1^+ H_1^-$ en el LHC a 14 TeV. Así mismo se tiene para $u\bar{u} \rightarrow H_1^+ H_1^-$, $c\bar{c} \rightarrow H_1^+ H_1^-$, $d\bar{d} \rightarrow H_1^+ H_1^-$ y $s\bar{s} \rightarrow H_1^+ H_1^-$.